

Untersuchung eines Schnellbrüterkerns mit kastenlosen
Elementen anhand einer neutronenphysikalischen
Kernauslegungsrechnung und einer vergleichenden
Beurteilung der resultierenden Eigenschaften

Doktorarbeit
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Wolfgang Loer
aus Soest/Westf.

Bochum 1982

1983.

**Untersuchung eines Schnellbrüterkerns mit kastenlosen
Elementen anhand einer neutronenphysikalischen
Kernauslegungsrechnung und einer vergleichenden
Beurteilung der resultierenden Eigenschaften**

Doktorarbeit
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Wolfgang Loer
aus Soest/Westf.

Bochum 1982

Doktorarbeit eingereicht am : 13. Dezember 1982

Tag der mündlichen Prüfung : 11. Februar 1983

Referent : Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler

Korreferent : Prof. Dr. rer. nat. B. Gonsior

Die wissenschaftlichen Untersuchungen, die zu den in dieser Arbeit ausgewerteten Ergebnissen führten, wurden während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Reaktortechnik im Institut für Energietechnik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler, dem Inhaber des Lehrstuhls für Reaktortechnik, danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stetes Interesse und die konstruktive Kritik in mehreren Gesprächen.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. B. Gonsior gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferates.

Zu besonderem Dank bin ich auch Herrn Dr. Spenke, in Vertretung der Firma INTERATOM verpflichtet. Erst durch die großzügige Bereitstellung ausreichender Rechenzeit, unbeschränkten Programmmzugriffs und eines zeitweise zusätzlichen Arbeitsplatzes wurde die Untersuchung in vorliegender Form möglich.

Ich danke Herrn Dr. Wehmann für die fachlichen Hinweise und Gespräche sowie für die fruchtbare Zusammenarbeit mit allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für Schnellbrüter-Kernauslegung der INTERATOM.

Ferner gilt mein Dank allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Ihre kooperative Unterstützung, insbesondere Herrn Stromberg für die Anfertigung der graphischen Darstellungen.

Nicht zuletzt danke ich Fräulein aus dem Siepen für die Sorgfalt und Geduld beim Schreiben des Manuskriptes.

Bochum, August 1982

Übersicht

Für eine modifizierte Schnellbrüter-Anordnung wird eine neutronenphysikalische Auslegungsrechnung beschrieben. Die Ergebnisse werden anhand einer analysierenden Interpretation zum Teil im Referenzvergleich mit einer konventionellen Anordnung dargestellt.

Die wesentliche konstruktive Änderung der berechneten Anordnung besteht im Fortlassen der bisher üblichen Brennelementkästen. Die Aufgabe der Strömungsführung und Anpassung des Kühlmitteldurchsatzes an das Leistungsquellendichteprofil werden einer Pendelströmung im axialen Brutmantel zugedacht.

Die wesentliche Begründung für diese Änderung liegt im Interesse einer Verbesserung bisheriger Anordnungen hinsichtlich einer stärkeren Ausnutzung des nuklearen Brennstoffs in einem geschlossenen Gesamtkreislauf und einer technisch einfacheren Projektierung.

Die Ergebnisse der Auslegungsrechnung entstammen numerischen Lösungsmethoden, die sich auf die Theorie der Neutronendiffusion im Multi-Energiegruppen-Formalismus stützen. Reaktivitätskoeffizienten werden mit Störungsrechnungen

1. Ordnung bestimmt bzw. im Sinne einer Störungsrechnung
2. Ordnung analoger Referenzrechnungen korrigiert.

Im Vergleich mit der in vielen Randbedingungen übereinstimmenden Referenzanordnung wird eine Reduktion der Plutoniumanreicherung um ca. 6 a/o auf $17,9 \text{ a/o}$ bzw. 9 a/o auf $24,7 \text{ a/o}$ in zwei Core-Zonen festgestellt. Das entspricht im vorliegenden Fall einer Verringerung des Plutonium-Inventars der Erstbeladung von ca. 27 %. Die Erhöhung der mittleren Brutrate auf den Wert 1,20 führt trotz Übergang von einer Batch-Beladestrategie zu einer zyklischen Beladung zu einer Einsparung um ca. 10 % an Pu-239-Äquivalentgewicht über den Zeitraum von drei Abbrandzyklen. Die Reaktivitätseigenschaften für den Abbrand,

den Natrium-Dichte- und Doppler-Effekt werden in vielen Punkten verbessert.

Die physikalischen Eigenschaften werden im Wesentlichen durch Reduktion parasitärer Neutronenabsorption im Strukturmaterial, erhöhte Bruteinfangswahrscheinlichkeit im Uran-238 und eine Verschiebung des Neutronenspektrums zu niedrigeren Energien gekennzeichnet.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. <u>Einleitung</u>	
1.1 Aspekte zur Brüterentwicklung	1
1.2 Verschiedene Kernausslegungen	3
2. <u>Zielsetzung</u>	
Die offene Brennelementanordnung als modifiziertes Schnellbrüterkonzept	
2.1 Das konventionelle Konzept natriumge- kühlter Anordnungen	5
2.2 Die offene Elementanordnung	3
3. <u>Problemstellung und Lösungsweg</u>	
3.1 Aufgabenstellung	
3.1.1 Kerngestaltung (eine neutronen- physikalische Auslegung)	12
3.1.2 Bestimmung von Auslegungsparametern	12
3.1.3 Physikalische Analyse	14
3.2 Lösungsmethoden	
3.2.1 Theoretische Grundlagen	
3.2.1.1 Die Multigruppendiffusionsgleichung für Neutronen	14
3.2.1.2 Störungstheoretischer Ansatz 1. Ordnung	18
3.2.1.3 Störungstheoretischer Ansatz 2. Ordnung	21
3.2.1.4 Punktkinetische Gleichung	21
3.2.1.5 Zeitabhängige Isotopenkonzentrationen- bilanz	22
3.2.1.6 Gruppenkonstanten und Wichtungs- funktion	22
3.2.2 Rechenmodell	
3.2.2.1 Erzeugung geeigneter Gruppen- konstantensätze	23
3.2.2.2 Stationäre Auslegung	25

Inhaltsverzeichnis (1. Fortsetzung)

	Seite
3.2.2.3 Abbrandmodell	27
3.2.2.4 Erzeugung von Reaktivitätsdaten	31
3.2.2.5 Analyse der Spektren und Reaktionsraten	32
4. <u>Methodik</u>	
4.1 Festlegung eines Referenzkonzeptes	34
4.2 Modifizierung im Sinne der Ziel- setzung	35
4.3 Durchrechnung	
4.3.1 Allgemeines Rechenablaufschem	42
4.3.2 Rechenmoduln	44
4.3.3 Schrittweise Optimierung	45
4.4 Vergleichende Auswertung	49
5. <u>Auswertung</u>	
5.1 Ergebnisse	50
5.2 Diskussion der Ergebnisse	
5.2.1 Referenzvergleich	57
5.2.2 Interpretation der Effekte	71
5.3 Möglichkeiten der neutronen- physikalischen Auslegungsoptimierung	111
6. <u>Rechengenauigkeit und Fehler- betrachtung</u>	119
7. <u>Zusammenfassung</u>	124
 <u>Anhänge</u>	
8. <u>Daten</u>	
8.1 Auslegungsdaten	
8.1.1 Brennstoffvektor	127

Inhaltsverzeichnis (2. Fortsetzung)

	Seite
8.1.2 Referenzdaten zur Berechnung der KALO-Strukturen	127
8.1.3 Daten zur Berechnung der Volumenanteile	129
8.2 Ergebnisdaten	
8.2.1 Plutoniumanreicherung	131
8.2.2 Theoretische Zyklusdauer	132
8.2.3 Reaktivitätsverlust durch Abbrand	132
8.2.4 Brennstoffbilanzen	
8.2.4.1 Brutratenverhältnisse	134
8.2.4.2 Schwermetallbilanz	
8.2.4.2.1 Schwermetallgewicht für KALO (1.Z.A.)	136
8.2.4.2.2 Schwermetallgewicht bei korrigierter Plutoniumanreicherung der frischen Beladung im Referenzvergleich	137
8.2.4.2.3 Gesamter Effektivverbrauch an Pu-239-Äquivalentgewicht	142
8.2.4.2.4 Gebietsabhängige Wichtungsfaktoren	142
8.2.4.3 Abbrand	143
8.2.5 Leistungsdaten	
8.2.5.1 Gebietsleistungen	144
8.2.5.2 Gebietsleistungsdichten	145
8.2.5.3 Wärmestromdichten an der Brennstab- oberfläche und Längenleistungen im Heißkanal	146
8.2. 6 Mittlere Neutronenenergien	146
8.2. 7 Neutronenausbeute $\bar{\nu}$	146
8.2. 8 Kinetische Parameter ($\bar{l}_p$, β_{eff} , λ_{eff})	147
8.2. 9 Natrium-Dichte-Effekt	148
8.2.10 Doppler-Effekt	150
8.2.11 Relative Konzentrationenänderungen Mat.1 (KALO) / Mat.2,3 (Ref.)	151

Inhaltsverzeichnis (3. Fortsetzung)

	Seite
8.2.12 Daten zur Auslegungsoptimierung durch Natrium-Reduktion	152
9. <u>Kurzbeschreibung verschiedener</u> <u>Berechnungsmethoden und -Formeln</u>	
9.1 Bestimmung der Materialdaten	153
9.2 Erläuterungen zu wesentlichen programmierten Lösungsmethoden	154
9.3 Datenfluß-Diagramm	162
9.4 Energiegruppenstruktur	163
10. <u>Literatur- und Quellenverzeichnis</u>	164

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1 Prinzipielles Kühlmittel-Durchsatzprofil für das konventionelle Kastenkonzept
- Abb. 2 Prinzipielles Kühlmittel-Strömungslinienprofil für die offene Anordnung
- Abb. 3 Querschnitt der Referenzanordnung
- Abb. 4 R-Z-Topologie, Referenzanordnung
- Abb. 5 Querschnitt der Zielanordnung
- Abb. 6 R-Z-Topologie, Zielanordnung KALO: Materialverteilung, Maschenpunktgitter, Geometriedaten
- Abb. 7 Allgemeines Ablaufschema
- Abb. 8 Zonentopologie für Natriumdichte- und Dopplereffekt
- Abb. 9 Einflußbereiche der Fehlerübertragung
- Abb. 10 Datenfluß-Diagramm
-
- Diagr. 1 Leistungsdichteverteilungen in radialer Traverse maximalen Flusses und Formfaktoren für drei Zustände
- Diagr. 2 Leistungsdichteverteilungen in axialer Traverse (im Heißkanal) für drei Zustände
- Diagr. 3 Leistungsdichteverteilungen in axialer Traverse (RBM) für zwei Zustände
- Diagr. 4 Abbrand-Reaktivitätsverhalten: Zielkern KALO
- Diagr. 5 Abbrand-Reaktivitätsverhalten: Referenzkern
- Diagr. 6 Abbrand-Reaktivitätsverlust in vergleichender Darstellung mit anderen Anordnungen
- Diagr. 7 Brutratenverhältnisse in vergleichender Darstellung: Core-Bereich
- Diagr. 8 Brutratenverhältnisse in vergleichender Darstellung: Brutbereich
- Diagr. 9 Brutratenverhältnisse in vergleichender Darstellung: Reaktor
- Diagr. 10 Schwermetall (vergleichende Darstellung).

Abbildungsverzeichnis (1. Fortsetzung)

- Diagr. 11 Inventar Plutonium-Äquivalentgewicht
(vergleichende Darstellung)
- Diagr. 12 Inventar U r a n
(vergleichende Darstellung)
- Diagr. 13 Inventar P l u t o n i u m
(vergleichende Darstellung)
- Diagr. 14 Gesamtzuladung Pu-239-Äquivalentgewicht im
Referenzvergleich
- Diagr. 15 Effektive Pu-239-Äquivalentgewichtbilanz im
Referenzvergleich
- Diagr. 16 Darstellung der Abhängigkeit der Brutraten von der
Beladestrategie und dem Brutstoff/Brennstoff-
verhältnis verschiedener Auslegungen
- Diagr. 17 Radiale Neutronenflußdichteverteilung für vier
Energiegruppen in der Traverse maximalen
Flusses für den Zustand frischer Vollbeladung
(maximale Reaktivität)
- Diagr. 18 (wie 17) für den frischen Zustand mit redu-
ziertem Brennstoffinventar
- Diagr. 19 (wie 17) für das Ende des ersten Gleichgewichts-
zustandes
- Diagr. 20 Verteilungen der normierten Neutronenflußdichte
in radialer Traverse maximalen Flusses für
drei Zustände
- Diagr. 21 Anteil des schnellen Neutronenflusses am
Spektrum als Verteilung in radialer Traverse
maximalen Flusses
- Diagr. 22 Darstellung des N e u t r o n e n f l u ß s p e k t r u m s ,
relative Abweichung vom Referenzspektrum und
Verschiebung des Spektrums sowie der mittleren
Neutronenenergie für die G e s a m t a n o r d n u n g
- Diagr. 23 Darstellung relativer Spektrumsänderungen,
Verschiebung des Spektrums und der mittleren
Neutronenenergie für die Bereiche:
C o r e , C 1 - , C 2 - Z o n e

Abbildungsverzeichnis (2. Fortsetzung)

- Diagr. 24 Darstellung der relativen Spektrumsänderungen für den inneren radialen Brutbereich und für den Übergang Core/rad. BM
- Diagr. 25 Darstellung des Neutronenflußspektrums für Material 1 und relative Referenzabweichung
- Diagr. 26 Darstellung des Spaltspektrums für Material 1 und relative Referenzabweichung
- Diagr. 27 Effektive Differenz der normierten Sekundärneutronenanzahl für verschiedene Isotope zweier Materialien
- Diagr. 28 Gesamtratendifferenz für die Sekundärneutronen zweier Materialien
- Diagr. 29 Abgeschirmte mikroskopische Wirkungsquerschnitte für ν -Spaltung
- Diagr. 30 Effektive Differenz der normierten Einfangraten für verschiedene Isotope zweier Materialien
- Diagr. 31 Gesamtratendifferenz für Neutroneneinfang zweier Materialien
- Diagr. 32 (wie 29) für Neutroneneinfang
- Diagr. 33 Effektive Differenz der normierten Absorptionsraten für verschiedene Isotope zweier Materialien
- Diagr. 34 Gesamtratendifferenz für Neutronenabsorption zweier Materialien
- Diagr. 35 (wie 29) für Neutronenabsorption
- Diagr. 36 Effektive Differenz des Quotienten $NUFIS/ABS$ für Isotopengemische zweier Materialien
- Diagr. 37 Effektive Differenz der Quotienten aus isotonenabhängiger Sekundärneutronenanzahl und GesamtabSORPTIONSrate zweier Materialien
- Diagr. 38 Verteilung des Ratenverhältnisses $NUFIS/ABS$ und η -Faktors

Abbildungsverzeichnis (3. Fortsetzung)

- Diagr. 39 Effektive Differenz der normierten
Bremsraten für verschiedene
Isotope zweier Materialien
- Diagr. 40 Gesamtratendifferenz für Neutronen-
bremsung zweier Materialien
- Diagr. 41 (wie 29) für Neutronenbremsung
- Diagr. 42 Effektive Differenz der normierten Raten
der elastischen Bremsung für
verschiedene Isotope zweier Materialien
- Diagr. 43 (wie 29) für elastische Bremsung
- Diagr. 44 Effektive Differenz der normierten
Streuraten für verschiedene Isotope
zweier Materialien
- Diagr. 45 Effektive Differenz der normierten Raten
der inelastischen Streuung für
verschiedene Isotope zweier Materialien
- Diagr. 46 (wie 29) für inelastische Streuung
- Diagr. 47 (wie 33) bei Parametervariation
- Diagr. 48 (wie 30) bei Parametervariation
- Diagr. 49 (wie 39) bei Parametervariation
- Diagr. 50 Effektive relative Abweichung der Ratenver-
hältnisse NUFIS / ABS bei Parameter-
variation

Zeichenerklärung

Zeichen	Bedeutung	Dimension
---------	-----------	-----------

1. Allgemeine Abkürzungen

SBR	<u>S</u> chneller <u>B</u> rut <u>r</u> ektor	
DWR	<u>D</u> ruck <u>w</u> asser <u>r</u> ektor	
KALO	<u>K</u> asten <u>l</u> ose Anordnung	
BE	<u>B</u> rennelement	
BRE	<u>B</u> rutelement	
IABE	<u>i</u> ntegriertes <u>A</u> bsorber- <u>B</u> rennelement	
C1	innere Core-Zone	
C2	äußere Core-Zone	
ABM	<u>a</u> xialer <u>B</u> rut <u>m</u> antel	
RBM	<u>r</u> adialer <u>B</u> rut <u>m</u> antel	
AGR	<u>a</u> xialer <u>G</u> as <u>r</u> aum	
ARFL	<u>a</u> xialer <u>R</u> eflektor	
SRF	<u>S</u> tahl <u>r</u> eflektor	
NARFL	<u>N</u> atrium <u>r</u> eflektor	
Z.A.	<u>Z</u> yklus <u>a</u> nfang	
Z.E.	<u>Z</u> yklus <u>e</u> nde	
VLT	<u>V</u> ollasttag	[d]
EG	<u>E</u> nergiegruppe	
SM	<u>S</u> chwer <u>m</u> etall	

2. Mathematische Größen

$A(*), P(*), M(*)$	Hermitische Operatoren, (*) adjungierte Operatoren
$\lambda (*)$	Systemeigenwert, (*) adjungierter Eigenwert
$\omega_n(*)$	Zeiteigenwert, (*) adjungierter Zeiteigenwert
Δ	Laplace Operator

Zeichenerklärung (1. Fortsetzung)

Zeichen	Bedeutung	Dimension
∇	Nabla Operator	
$\frac{\partial}{\partial t}$	zeitlich partielles Differential	
Δ	Differenz	
ϵ^i, ϵ^a	Fehlerabfrage, Grenzwert: innere, äußere Iteration	

3. Geometrische Größen

r	Radius	[mm]
F	Fläche	[mm ²]
$V_{(n)}$	Volumen	[mm ³]
v	Volumenanteil	
S	Schlüsselweite	[mm]
D_h	hydraulischer Durchmesser	[mm]
d	Hüllrohrwandstärke	[mm]
$h, \tilde{h}$	horizontales Maschenintervall	[mm]
$v, \tilde{v}$	vertikales Maschenintervall	[mm]

4. Nukleare Größen

$\bar{\epsilon}_{sp}$	mittlere Energie pro Spaltung	[Joule]
$\sigma_{x,i,g,l}(T, \sigma_0)$	mikroskopischer Wirkungsquerschnitt	[cm ²]
$f_{x,i,g,l}(T, \sigma_0)$	Abschirmfaktor	
$x_i(E), x_{i,g}$	Spaltneutronenspektrum	
$\bar{v}$	mittlere Spaltneutronenausbeute	
$\bar{\lambda}_{eff}, \lambda_i$	mittlere effektive, spezifische Zerfallskonstante	[sec ⁻¹]

Zeichenerklärung (2: Fortsetzung)

Zeichen	Bedeutung	Dimension
5. Physikalische Größen und Konstanten		
$v(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t)$	Neutronengeschwindigkeit	$[m \cdot sec^{-1}]$
$n(\underline{r}, t)$	Neutronendichte	$[cm^{-3}]$
$w_{x,i}(\underline{r}, (E' \leftarrow) E, (\underline{\Omega}' \leftarrow) \underline{\Omega}, T, \sigma_0)$	Reaktionswahrscheinlichkeit	$[sec^{-1}]$
$N_i(\underline{r}, t)$	Partialkerndichte	$[cm^{-3}]$
$\Sigma_{x,i}(\underline{r}, (E, \underline{\Omega}))$	makroskopischer Wirkungsquerschnitt	$[cm^{-1}]$
$R_{x,i}(\underline{r}, (E' \leftarrow) E, (\underline{\Omega}' \leftarrow) \underline{\Omega}, T, \sigma_0)$	Reaktionsratendichte	$[cm^{-3} \cdot sec^{-1}]$
$\bar{R}_{x,i,g}(T, \sigma_0)$	normierte, dimensionslose Ratendichte	
$\Phi_g(\underline{r}, t), \Phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t)$	Neutronenflußdichte	$[cm^{-2} \cdot sec^{-1}]$
$\Phi_g(\underline{r})$	(räumliche Verteilung)	$[cm^{-2} \cdot sec^{-1}]$
$\tau_g(t)$	(Zeitfunktion)	
$J(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t)$	Neutronenstromdichte	$[cm^{-2} \cdot sec^{-1}]$
k, k_{eff}	Multiplikationskonstante	
$\rho_x = \text{Abbr}, D, N, V$	Reaktivität, (Abbrand, Doppler, Natriumdichte, Void)	$[\%] [\$]$
f	Spaltnutzung	
η	Regenerationsfaktor	
Λ	Verbleibfaktor	
D_g	Diffusionskonstante	$[cm]$
β	Anteil verzögerter Neutronen	
$\bar{l}, \bar{l}_{ges}$	mittlere Lebensdauer, Generationszeit	$[sec]$
B^2	Flußbuckling	$[cm^{-2}]$
$\rho_{i,x=eff,th,pell}$	Stoffdichte, (effektiv, theoretisch, Pellet)	$[g \cdot cm^{-3}]$
m_i	Masse	$[kg]$
A	Avogadrozahl	$[mol^{-1}]$
M_i	Molekulargewicht	$[g \cdot mol^{-1}]$

Zeichenerklärung (3. Fortsetzung)

Zeichen	Bedeutung	Dimension
6. Technische Größen		
$\alpha^{\text{Pu}}(n)$	Plutoniumanreicherung	[%]
BR_n	Brutratenverhältnis	
$IBR(s)$	interne Brutrate	
$\tilde{m}_{SM}^Z$	äquivalente Pu-239 Masse	[kg]
$\omega_{i,n}$	Pu-239-Äquivalentfaktor	
$\zeta(s)$	mittlerer Abbrandzustand	
A_s	Abbrand	[MWd · kg ⁻¹]
$1\$ \triangleq 100\%$	Reaktivitätsanteil der verzögerten Neutronen	
$L(r,t)$	Leistungsdichte	[W · cm ⁻³]
$q^f(\text{Ident.})$	max. Wärmestromdichte	[W · cm ⁻²]
$q^l(\text{Ident.})$	max. Längenleistung	[W · cm]
p/d	Stabteilung	
	Stabmittenabstand/Stabdurchmesser	
v/o	Volumenprozent	
a/o	Atomprozent	
7. Variable		
$\underline{r}$	Ortsvektor	[cm]
E	Neutronenenergie	[eV]
E'	Neutronenenergie vor einer Streureaktion $w(E' \rightarrow E)$	[eV]
$\underline{\Omega}$	Raumwinkel der Neutronengeschwindigkeitsrichtung	
$\underline{\Omega}'$	(entsprechend) vor einer Streureaktion $w(\Omega' \rightarrow \Omega)$	
T	Materialtemperatur	[K]

Zeichenerklärung (4. Fortsetzung)

Zeichen	Bedeutung	Dimension
θ	Debey-Temperatur	[K]
σ_0	totaler Reaktionswirkungsquerschnitt der Nichtresonanzisotope	[cm ²]
t	Zeit	[sec]

8. Indizes

n	Materialgebiet, Zone
x	Reaktionsart z.B. a = Absorption f = Spaltung c = Einfang s = Streuung t = Total
i	Isotop, Stoff
g	Energiegruppe
k	Energiegruppenkomplex
G	Gesamtenergiegruppenanzahl
l	Fluß-, Stromrichtung
s	Anordnung
z	Zustand (Anfang, Ende)

1. Einleitung

1.1 Aspekte zur Brüterentwicklung

Die Entscheidung darüber, ob die Entwicklung und Anwendung der Schnellbrüter-Technik in Zukunft eine konsequente Fortsetzung findet, wird neben der Klärung von Sicherheitsfragen und der Lösung gewisser Akzeptanzprobleme in erster Linie durch die Beurteilung der Wirtschaftlichkeit getragen.

Im Vergleich mit Leichtwasser-Reaktoren (LWR) sind wirtschaftliche Nachteile bei schnellen Brutreaktoren (SBR) prinzipiell durch höhere Anlageinvestitionen festzustellen. Diese sind hauptsächlich in der Notwendigkeit einer Reihe zusätzlicher systembedingter Besonderheiten begründet. So erfordert beispielsweise die Anwendung der Natriumkühlung die Installation eines sekundären Kühlkreislaufs. Neben dem weitgehend größeren technischen und damit finanziellen Aufwand ist darüber hinaus zunächst noch ein gewisser Kostennachteil in den Anlageinvestitionen gegenüber dem LWR zu erkennen, der sich auf die bisher geringeren Planungs-, Errichtungs- und Betriebserfahrungen zurückführen läßt.

Ein nennenswerter Beitrag an der Energieversorgung auf der Basis nuklearer Energieumwandlung im SBR wird also im zunehmenden Maße von den Brennstoffkosten abhängen. Auf Grund eines verbesserten Abbrandverhaltens und der Verwirklichung effektiver Brutgewinne läßt sich die Brennstoffausnutzung gegenüber dem LWR deutlich erhöhen.

Das entscheidende Argument für einen versorgungswirtschaftlichen Vorteil bietet jedoch die Tatsache, daß erst mit Hilfe der Brütertechnik eine fast vollständige Freisetzung des nutzbaren Energieinhaltes der natürlichen Uranreserven möglich wird. Da die sich kummulierenden Mengen an Plutonium aus dem LWR nach Wiederaufbereitung

durch erneuten Einsatz oder durch Verwendung im SBR schnell aufgebraucht sind, wird für einen geschlossenen und vollständigen Brennstoffkreislauf ein verstärkter Ausbau von Brütereinheiten notwendig sein /1/.

Ein wichtiger Parameter für die Beurteilung einer SBR-Einheit hinsichtlich einer weitgehend vollständigen Uranausnutzung im gesamten Kreislauf ist die Verdopplungszeit des primär eingesetzten Spaltstoffs:

$$T_D = \frac{1}{BG} \cdot \frac{A \cdot \tilde{m}_{SM} / M_9}{\sum_i \omega_i \cdot \Sigma_{a,i} \cdot \Phi \cdot V}$$

Erstens beinhaltet sie in einer ihrer Bestimmungsgrößen, dem Brutgewinn (BG), ein Maß für die zusätzliche Brennstoffgewinnung aus dem sonst weitgehend unbrauchbaren Uranisotop 238 /2/. Zweitens stellt sie eine Beurteilungsgröße zwischen der Zeit des Zubauers gleicher Einheiten und der Wachstumsrate der nuklearen Energieerzeugung dar. Während demzufolge für die Verdopplungszeit Parameter des gesamten Brennstoffkreislaufs zu berücksichtigen sind, wie Brennstoffinventar der SBR-Einheit, "Excure"-Zeiten, Fabrikations- und Wiederaufarbeitungsverluste, ist der Brutgewinn unmittelbar von der Auslegung der Reaktor-anordnung abhängig.

Eine Verringerung der Verdopplungszeit läßt sich also auslegungsseitig zweifach herbeiführen: erstens durch Reduktion des einzusetzenden Spaltstoffs, zweitens durch Vergrößerung des Brutgewinns /3/.

Die Entwicklung schneller Brütereinheiten wird also auf das Ziel ausgerichtet sein, Anordnungen zu finden, welche eine größere Wirtschaftlichkeit erwarten lassen und langfristig einen geschlossenen und vollständigen Brennstoffkreislauf ermöglichen. Dieses Ziel wird dadurch zu erreichen sein, daß technisch einfachere Lösungen mit gleicher oder verbesserter Effizienz zu entwickeln sind, die

zusätzlich die Investitionskosten senken.
Eine wesentliche Verkürzung der Verdopplungszeiten erfordert ein verbessertes Auslegungskonzept.

1.2 Verschiedene Kernausslegungen

Die konventionelle Konfiguration der Reaktor-Brennelemente besteht in zylindrischer Geometrie aus einer inneren aktiven Brennstoffzone (Core) und einem radial umgebenden (rad. Blanket) sowie einem axialen ober- und unterhalb angrenzenden Brutmantel (ax. Blanket). In der Regel ist das Core in zwei konzentrische Bereiche mit unterschiedlichen Spaltstoffanreicherungen aufgeteilt. Die höhere Anreicherung in der äußeren Core-Zone hat die Aufgabe, das sich auf Grund des radialen Neutronenfluß-dichte-Gradienten einstellende, stark ungleichmäßige Leistungsprofil am Rande anzuheben.

Als fortgeschrittene Auslegungen lassen sich folgende Anordnungen beschreiben. Beispielsweise sind die sogenannte "heterogene" Kernkonfiguration /4/ /5/ und der Stufenkern zu erwähnen.

Die meisten Vorschläge dienen dazu, den Brutgewinn zu erhöhen und damit die Verdopplungszeiten zu reduzieren oder die Sicherheitseigenschaften bei Temperatur- und Kühlmitteldichteänderungen zu verbessern /6/ .

Die "heterogene" Kerngestaltung sieht im aktiven Core neben den Brennelementen interne Brutbereiche vor. Diese können als zentrales Blanket /7/, als radiale konzentrische Elementringe oder als einzeln verteilte Brutinseln ausgelegt sein /8/ . Auch die Möglichkeit einer zentralen axialen Brutstoffschicht in radial unterschiedlicher Stärke wurde untersucht. Diese Variationen der Auslegung liefern teilweise deutliche Vorteile gegenüber dem konventionellen Konzept /9/ .

Verbesserten Brutfaktoren stehen in einigen Fällen jedoch neue Probleme im Brennstoff-Management und in der Thermo-hydraulik gegenüber. Die "heterogene" Auslegung ist Gegenstand gegenwärtiger intensiver Entwicklungsarbeit hauptsächlich für große Einheiten von ca. 1000 MW.

Ende der 60-er Jahre wurde eine Anordnung untersucht, für die drei bis sieben radiale Brennstoffzonen vorgesehen waren. Bei gleicher Spaltstoffanreicherung unterscheiden sich diese durch radial nach außen zunehmende Höhe. Mit dieser Auslegung ist es möglich, durch die verlängerten Aufwärmstrecken im äußeren Core-Bereich, das heißt in Gebieten mit geringerer Leistungsdichte, auf eine besondere Kühlmittelführung und Durchsatzdrosselung zu verzichten. Diese Maßnahme eröffnete die Möglichkeit zur Auslegung einer offenen Brennelementanordnung, wie sie für ein anderes Konzept im weiteren Verlauf beschrieben wird.

Für diesen sogenannten Stufenkern läßt sich zwar der Natrium-Void-Effekt wesentlich verbessern, Abbrand- und Brennstoff-Strategie sind jedoch vergleichsweise sehr viel ungünstiger zu bewerten als beim konventionellen Konzept.

Ein Kompromiß zwischen dem Stufenkern und der konventionellen Anordnung kann hinsichtlich der Natrium-Void-Eigenschaften die abgeflachte "pancake"-Auslegung sein, die durch Reduzierung des Höhe/Durchmesser-Verhältnisses des Kerns die axiale Neutronenleckage vergrößert. Dieses dient einerseits wieder dem verbesserten Natrium-Void-Verhalten, andererseits beinhaltet die Abflachung wirtschaftliche Nachteile auf Grund einer höheren für die Kritikalität notwendigen Spaltstoffanreicherung im Core.

2. Zielsetzung: Die offene Brennelementanordnung als modifiziertes Schnellbrüterkonzept

2.1 Das konventionelle Kühlkonzept natriumgekühlter Anordnungen

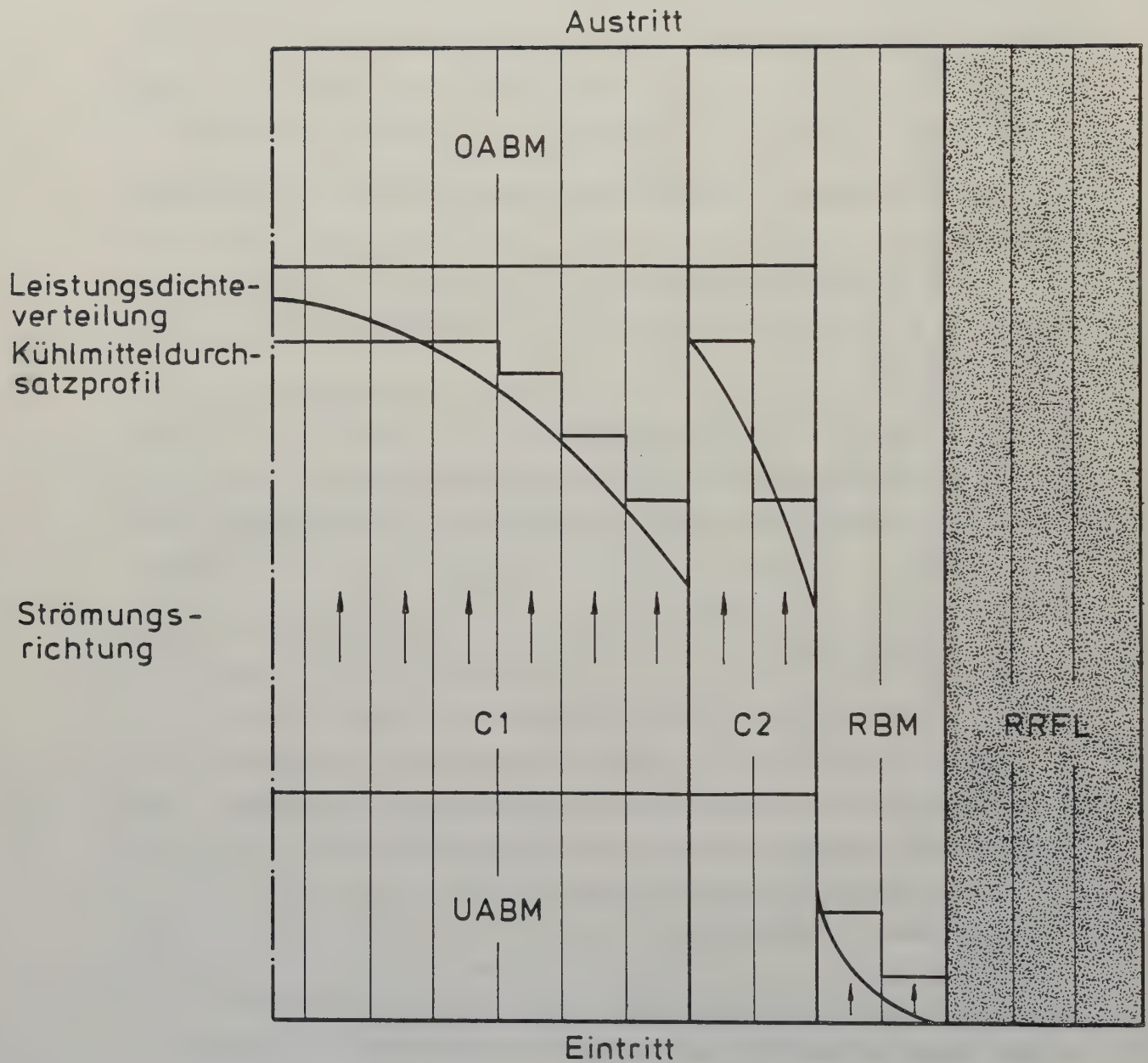
Von den verschiedenen Kühlmitteln in schnellen Reaktoren hat bis heute nur flüssiges Natrium Bedeutung erlangt. Die Konzepte aller bisherigen natriumgekühlten nuklearen Anordnungen haben dabei eines gemeinsam: Die einzelnen Elemente sind mit einem der hexagonalen Struktur des Brennstabgitters angepaßten sechskantigen Stahlrohr umhüllt.

Diesen sogenannten Brennelementkästen kommen verschiedene Aufgaben zu.

Bei einem vorgegebenen Kernaufbau stellt sich eine charakteristische Leistungsverteilung ein. Im Falle eines gleichmäßigen Kühlmitteldurchsatzes über den ganzen Kernquerschnitt hätte die radiale Leistungsdichteverteilung unterschiedliche Aufwärmspannen des Kühlmittels zur Folge. Bei einer maximalen mittleren Aufwärmspanne von ca. 180 °C führt dieses zu einer Verminderung der sich einstellenden Mischtemperatur im Auslaß von ca. 60 °C. Die damit verbundene Absenkung des mittleren Temperaturniveaus führt zu einer erheblichen Einbuße im thermischen Wirkungsgrad der Anlage. Aus diesem Grund erhält jedes Brennelement zur Vermeidung eines ungleichmäßigen Temperaturprofils einen individuellen, der Leistung angepaßten Kühlmitteldurchsatz. Diese Durchsatztrimmung erfordert dann eine radiale Begrenzung jedes Elementes durch ein Kastenrohr, um einen horizontalen Druckausgleich unmittelbar hinter dem Einlaß zu vermeiden (Abbildung 1).

Außerdem soll den Kastenwänden die Aufgabe zukommen, nicht betriebsmäßige Zustandsänderungen des Kühlmittels auf den betroffenen Bereich eines oder mehrerer Brennelemente zu beschränken. Hierbei ist beispielsweise an

Abb.1: Prinzipielles Kühlmitteldurchsatzprofil für das konventionelle Kühlkonzept mit Elementkästen



eine radiale Propagation von Dampfblasen nach lokaler Überhitzung mit nachfolgendem Kühlmittelsieden hinter Verengungen im Kühlkanal oder anderen Durchsatzstörungen gedacht.

Ferner soll mit den Kästen verhindert werden, daß sich auch zerstörende Reaktionsabläufe auf benachbarte Bereiche ausdehnen können. Hier stellt man sich in erster Linie den "Loss-Of-Flow"-Störfall (LOF) vor.

Auf Grund eines positiven Voideffektes in wesentlichen Core-Bereichen führt eine örtlich begrenzte Dampfblase zu einer generellen Leistungsüberhöhung. Diese wird zwar durch den Dopplereffekt begrenzt, ist jedoch stark von der Größe des "gevoideten" Gebietes abhängig.

Nicht zuletzt bietet der Stahlkasten durch seine Umhüllung der Brennstäbe einen weitgehenden Schutz bei der Brennelementhandhabung. Die stützende Wirkung des starren Rohres läßt eine Reduktion tragender und stabilisierender Strukturmaterialien im Element zu.

Gleichzeitig beinhaltet dieses "Kasten"-Konzept jedoch einige offensichtliche Nachteile in wirtschaftlich-technischer Hinsicht.

Als erstes wird deutlich, daß das zusätzliche Einbringen des Hüllmaterials in den Reaktorkern die Neutronenökonomie nachhaltig ungünstig beeinflusst. Die parasitäre Absorption im Stahl erfordert zum Ersten höhere Plutoniumanreicherungen, zum Zweiten wird der Brutfaktor gesenkt. In beiden Fällen werden die Brennstoffzykluskosten und die Verdopplungszeit nachteilig beeinflusst.

Außerdem ist zu berücksichtigen, daß sich die Leistungsverteilung im Laufe der Einsatzzeit der Brennelemente nicht unerheblich ändert. Diese zeitliche Änderung ergibt sich im Wesentlichen durch den Plutoniumaufbau im Brutmantel und die Reduzierung des Spaltstoffs durch Abbrand

insbesondere im Zentrum des Cores. Da keine Kühlmittel-durchsatzregulierung vorgesehen ist und deshalb eine vollständige Anpassung der Wärmeabfuhr nicht möglich ist, sind Wirkungsgradverluste unvermeidlich.

Da zwischen Kasteninnenraum und Kastenspalt der gesamte Druckverlust über die axiale Kerndistanz anliegt, müssen die Stahlwände relativ stark ausfallen. Dieses hat zwei unerwünschte Konsequenzen. Auf Grund der der Neutronen-flußdichteverteilung folgenden γ -Aufheizung und radialen Temperaturverteilung im Wandmaterial der Kästen kommt es zu relativ starkem Verbiegen der Elemente. Da diese Form-änderung ein sicheres Ein- und Ausfahren der Regelstäbe erschweren würde, werden aufwendige Kernhalterungen zur Aufnahme dieser Biegekräfte erforderlich. Dafür sind dann thermische Spannungen im Leistungsbetrieb in Kauf zu nehmen, die sich durch Kriechen des Kastenmaterials ausgleichen. Nach Kaltfahren des Reaktors kann durch entgegengesetztes Verbiegen der Brennelemente ein Verklemmen die sichere Handhabung beim BE-Wechsel beeinträchtigen.

2.2 Die offene Elementanordnung

Im Weiteren soll ein Konzept vorgestellt werden, welches die im Wesentlichen aufgeführten Nachteile des "Kasten"-Konzeptes überwindet und darüber hinaus weitere Vorteile erwarten läßt /10/ .

Die modifizierte Anordnung unterscheidet sich von dem konventionellen Konzept in zwei hauptsächlichen Punkten: Auf die Hüllkästen der Elemente und die damit verbundene individuelle Durchsatzdrosselung soll verzichtet werden. Diese Maßnahme erfordert ein neues Kühlkonzept. Die thermohydraulische Auslegung soll anders als beim Stufenkern in diesem Fall dadurch verwirklicht werden, daß mit

Hilfe horizontaler, teildurchlässiger Umlenkbleche im radialen Brutmantel der Strömungsweg des Kühlmediums im Bereich schwächerer Aufwärmung verlängert wird. Durch die erzwungene Pendelströmung ließe sich ein reduzierter Durchsatz durch Verlängerung des Strömungsweges und damit verlängerter Verweilzeit des Kühlmittels im radialen Brutbereich einstellen.

Diese Maßnahme gewährleistet eine gleichmäßigere Aufwärmspanne des Kühlmittels. Regulierbare Strömungsdrösseln außerhalb des Brutbereichs sollen eine Anpassung des Kühlmittelflusses an die zeitlich veränderliche Leistungsverteilung möglich machen (Abbildung 2, Seite 10).

Dieses Strömungskonzept hat im Wesentlichen drei wünschenswerte Auswirkungen:

Erstens wird der thermische Wirkungsgrad auf Grund eines einheitlichen höheren Temperaturniveaus im Kühlmittelaustritt verbessert.

Zweitens läßt sich der Gesamtwirkungsgrad der Anlage erhöhen. Dieses ergibt sich aus der Möglichkeit, die notwendige Pumpenleistung der Hauptkühlmittelpumpen zu reduzieren, da der Kühlmitteldruckverlust zwischen Ein- und Auslaß verringert werden kann.

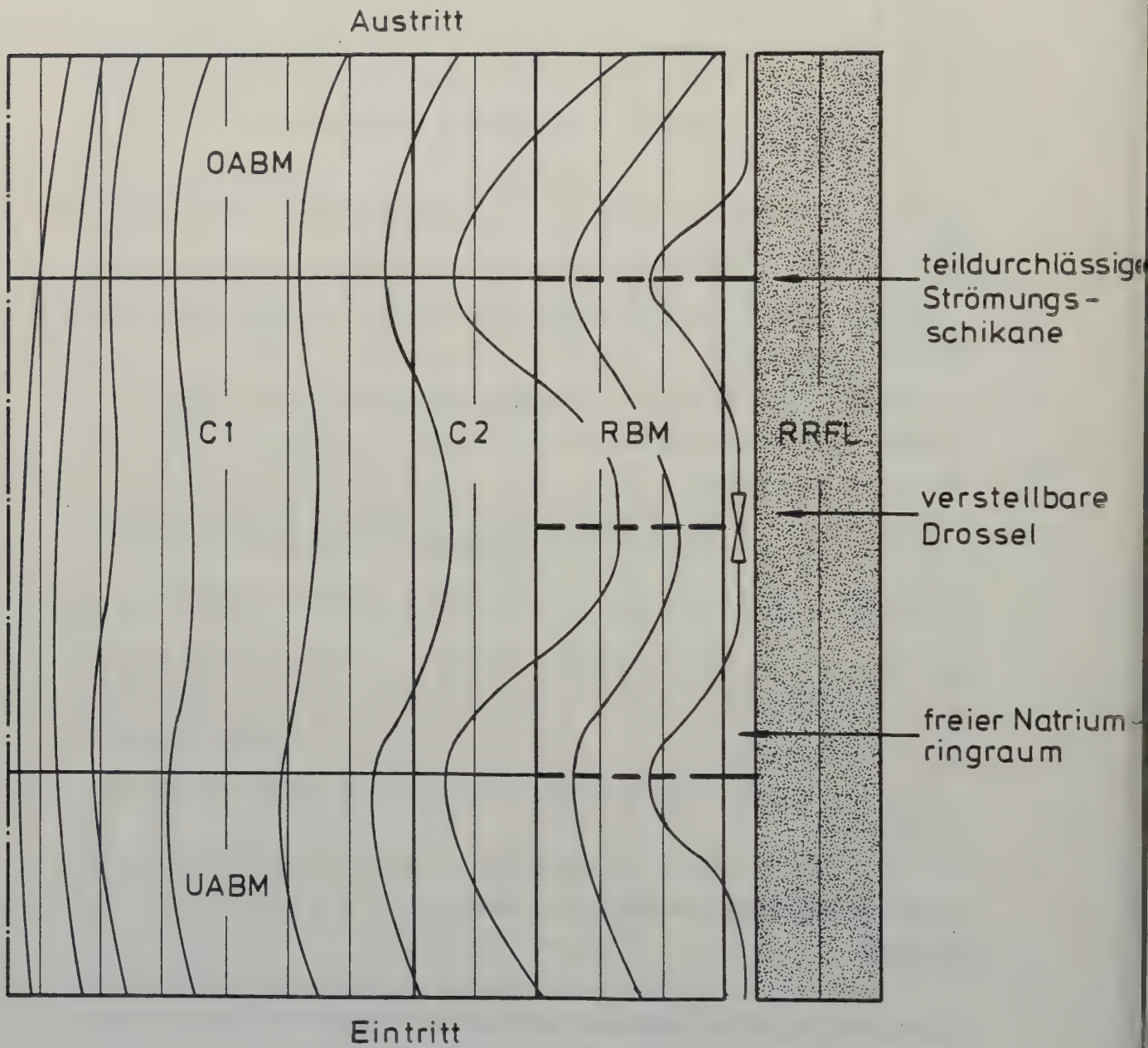
Drittens erübrigt sich ein Umsetzen der Brutelemente.

Der Verzicht auf die Kästen ermöglicht eine technisch einfachere Konstruktion der Kernhalterung, da die biegeweichen Brennelemente leichter zu positionieren sind, sowie eine einfachere Fabrikation und Assemblierung der Elemente.

Die Reduktion des Stahlanteils im aktiven Core verbessert die Neutronenökonomie und senkt damit die Brennstoffkosten.

Hinsichtlich der Betriebssicherheit und des Störfallrisikos läßt sich begründen, daß wegen eines weiteren

Abb.2: Prinzipielles Kühlmittel-Strömungslinienprofil
für das Kühlkonzept der offenen Anordnung



Freiheitsgrades der Kühlmittelströmung die Wahrscheinlichkeit zu lokaler Überhitzung abnimmt.

Mit der offenen Brennelement-Anordnung, im weiteren KALO genannt, soll also ein Konzept erarbeitet werden, das neben einer Liste von Standardanforderungen:

- die Neutronenökonomie im Kern verbessert und damit
 - den Brutfaktor erhöht sowie
 - den Spaltstoffeinsatz reduziert, folglich
- die Verdopplungszeit verkürzt und
- die Brennstoffkosten senkt, außerdem
- eine technisch einfachere Konstruktion erlaubt, die
- den Wirkungsgrad der Anlage verbessert, und schließlich
- in sicherheitstechnischer Hinsicht eine positive Beurteilung zuläßt.

Der Forderung nach erhöhter Wirtschaftlichkeit wird somit in mehreren Punkten einer allgemeinen Zielsetzung nachgekommen.

3. Problemstellung und Lösungsweg

3.1 Aufgabenstellung

3.1.1 Kerngestaltung

In der vorliegenden Arbeit soll für das beschriebene Kühlkonzept eine Reaktorkernstruktur festgelegt werden, die prinzipiell als Grundlage für die konstruktive Gestaltung einer realisierbaren Anordnung für eine thermische Leistung von 756 MW dienen kann.

Hauptsächlicher Gegenstand der Untersuchung wird es sein, für das vorgestellte Konzept der kastenlosen Schnellbrüter-Anordnung eine neutronenphysikalische Auslegungsrechnung darzustellen.

Konstruktive Details werden nur berücksichtigt, soweit sie in die physikalischen Daten eingehen. Ein Teil der zu produzierenden Ergebnisse soll als Eingabedaten für anschließend durchzuführende thermohydraulische Rechnungen dienen können.

Die Auslegung erfolgt für eine zyklische Beladung mit Brennstoff, sodaß die Anordnung nach drei Abbrand-Intervallen das Gleichgewicht erreicht.

Notwendige und sinnvolle Maßnahmen in der Positionierung der verschiedenen Elemente werden weitgehend beschrieben.

Eine Auslegung der Steuerstäbe mit genauer Bestimmung der Absorberwertigkeiten und Bor-10-Anreicherung bleibt zunächst unberücksichtigt.

3.1.2 Bestimmung von Auslegungsparametern

Als Ergebnis der Auslegungsrechnung sollen im Wesentlichen folgende Parameter bestimmt werden:

Nach Festlegung der aus der konstruktiven Kerngestaltung

zu ermittelnden Materialkonzentrationen; Gewichts- und Volumenanteile werden die Plutoniumanreicherungen für zwei Core-Zonen bestimmt, die den Vollastbetrieb über eine gegebene Abbrandzeit bis zum Gleichgewichtszustand gewährleisten. Dieses geschieht im Wesentlichen durch iterative Anwendung einer Multigruppen-Diffusionsrechnung in Zylinder-Geometrie.

Hierbei wird für eine vorgeschätzte Spaltstoffanreicherungsverteilung α^{Pu} (Gebiet) die Multiplikationskonstante k_{eff} berechnet und durch sukzessive Änderung $\alpha \pm \Delta\alpha$ einem Soll- k_{eff} -Wert angenähert.

Es wird das Brennstoffinventar für den frischen und den Gleichgewichtszustand (Ende des 3. Zyklus) und der gesamte Spaltstoffverbrauch in Plutoniumäquivalentgewicht berechnet. Außerdem werden Bruteratenverhältnisse und Abbrand bestimmt. Für die Steuerstabauslegung und Berechnung der Sicherheitstoleranzen werden Reaktivitätsdaten für den Abbrand angegeben.

Zur Beurteilung des Reaktivitätsverhaltens bei Brennstofftemperatur- und Kühlmitteldichteänderungen werden Doppler- und Natriumdichte-Koeffizienten sowie Voideffekte berechnet.

Die Neutronenflußdichteverteilungen werden zur Bestimmung von Reaktionsraten und als Gewichtsfunktion für Reaktivitätsänderungen bestimmt. Die Leistungsdichteverteilungen und Formfaktoren geben Auskunft über die Quellverteilung der abzuführenden Wärmemengen und stellen einen Basis-Datensatz für die thermohydraulische Auslegung dar.

Kinetische Parameter, Neutronenspektren und andere relevante Größen werden zur physikalischen Analyse der Auslegungsdaten dargestellt.

3.1.3 Physikalische Analyse und Deutung

Nach einer Gegenüberstellung der wichtigsten resultierenden Ergebnisse mit denen einer Referenzanordnung mit konventioneller Kühlung soll anhand der spektralen Veränderungen der Neutronenflußverteilung bei gegebener Parametervariation und mittels einer Ratenanalyse eine weitgehende Deutung der Eigenschaften für die festgelegte Anordnung erfolgen. Diese Untersuchung geschieht durch Abschätzung des Einflusses bestimmter Größen, in der Regel dominanter Reaktionsverhältnisse mit dem zugeordneten Neutronenspektrum als Gewicht.

Hierbei lassen sich verschiedene Einflüsse zwangsläufiger physikalischer wie auch auslegungsabhängiger Effekte aufzeigen. Die weitgehend verkoppelten Mechanismen sollen aufgedeckt, im Sinne einer Verbesserungsmöglichkeit ausgewertet und Variationsbreiten im Rahmen der Vorgaben abgeschätzt werden.

3.2 Lösungsmethoden

3.2.1 Theoretische Grundlagen

3.2.1.1 Multigruppendiffusionsgleichung für Neutronen

Zur Bestimmung der Materialzusammensetzung der kritischen Anordnung und diverser Reaktionsratenverteilungen, wie beispielsweise der Leistungsdichteverteilung

$$L(\underline{r}, t) = \bar{\epsilon}_{Sp} \cdot R_f(\underline{r}, t) \quad (14.1)$$

Brutratenverhältnisse

$$BR_n = \frac{R_{c, Brutst.}}{R_{a, Spaltst.}} \quad (14.2)$$

η -Faktoren

$$n(\underline{r}, t) = \overline{v} \cdot \frac{R_f}{R_a} \Big|_{\text{Brennst.}} \quad (15.1)$$

und Moderationsvermögen R_b/R_a , die über Auslegungserfordernisse und Anordnungseigenschaften Auskunft geben, bedarf es eines geeigneten Verfahrens, welches es erlaubt, die im Allgemeinen vom Ort, von der Geschwindigkeit und der Zeit abhängige Neutronendichteverteilung $n(\underline{r}, \underline{v}, t)$ sowie die Wahrscheinlichkeit einer speziellen Neutronenreaktion

$$w_{x,i} = \sigma_{x,i}(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, T, \sigma_0) \cdot N_i(\underline{r}) \cdot v(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) \quad (15.2)$$

anzugeben.

Die Reaktionsratendichten $R_{x,i}(\underline{r}, t)$ für die Reaktion x des i -ten Isotops werden dann durch das Faltungsintegral

$$\int_{\underline{v}} n(\underline{r}, \underline{v}, t) \cdot w_{x,i}(\underline{r}, \underline{v}, T, \sigma_0, t) d\underline{v} \quad (15.3)$$

ausgedrückt. Die hierin enthaltene, zunächst unbestimmte Neutronenflußdichteverteilung

$$\phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) = n(\underline{r}, t) \cdot v(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) \quad (15.4)$$

sowie die Multiplikationskonstante k_{eff} , die ein Kritikalitätsmaß für die Anordnung liefert, lassen sich mit Hilfe einer Teilchenbilanzgleichung errechnen:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -[R_L + R_a + R_b] + R_s + S \quad (15.5)$$

Die zeitliche Änderung der Neutronendichte entspricht damit der Differenz der in einem Einheitsvolumen (cm^{-3}), einem Energie- (dE) und Winkelintervall ($d\underline{\Omega}$) zu einem Zeitpunkt erscheinenden und verschwindenden Neutronen.

Gleichung (15.5) ist als BOLTZMANN-Gleichung für Neutronen oder Transportgleichung erster Art bekannt /11/, wenn man die einzelnen Terme wie folgt definiert:

- Spaltquellterm

$$S = \chi(E) \cdot \int \int_{\underline{E}' \underline{\Omega}'} \bar{\nu}(E') \cdot \Sigma_f(\underline{r}, E', \underline{\Omega}') \cdot \Phi(\underline{r}, E', \underline{\Omega}', t) dE' d\underline{\Omega}' \quad (16.1)$$

mit $\chi(E)$ der spektralen Spaltneutronenverteilung, $\bar{\nu}(E)$ der mittleren Anzahl von Neutronen je Spaltung und

$$\Sigma_x = \sum_i N_i \sigma_{x,i}$$

dem mittleren makroskopischen Reaktionswirkungsquerschnitt.

- Einstreuterm

$$R_s = \int \int_{\underline{E}' \underline{\Omega}'} \Sigma_s(\underline{r}, E' \rightarrow E, \underline{\Omega}' \rightarrow \underline{\Omega}) \cdot \Phi(\underline{r}, E', \underline{\Omega}', t) dE' d\underline{\Omega}' \quad (16.2)$$

- Absorptionsterm

$$R_a = \Sigma_a(\underline{r}, E, \underline{\Omega}) \cdot \Phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) \quad (16.3)$$

mit

$$\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_f$$

-Bremsterm

$$R_b = \Sigma_s(\underline{r}, E, \underline{\Omega}) \cdot \Phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) \quad (16.4)$$

mit

$$\Sigma_s = \Sigma_s^{el} + \Sigma_s^{in}$$

- Leckageterm

$$R_L = \underline{\Omega} \cdot \text{grad } \Phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) \quad (16.5)$$

Da in der weiteren Anwendung die explizite Streuwinkelabhängigkeit der Neutronenflußdichte für die hier gewünschte Genauigkeit nicht weiter erforderlich ist, kann man Gleichung (15.5) in die Diffusionsgleichung überführen.. Dieses geschieht durch Integration über alle Winkelbereiche $d\underline{\Omega}$ bzw. $d\underline{\Omega}'$:

$$\int_{\underline{\Omega}} \Phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\underline{\Omega} = \Phi(\underline{r}, E, t) \quad (17.1)$$

$$\int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega} \cdot \Phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\underline{\Omega} = \underline{J}(\underline{r}, E, t) \quad (17.2)$$

Die Anwendung des Fickschen Gesetzes $\underline{J} = -D \cdot \text{grad } \Phi$ im Diffusionsterm ergibt $\text{div } \underline{J} = -D \cdot \text{div grad } \Phi$.

Diskretisiert man den energetischen Definitionsbereich in geeignete Energieintervalle, stellt sich Gleichung (15.5) als ein Differentialgleichungssystem dar. Hierbei wird der Fluß jeder Energiegruppe ΔE_g durch eine Gruppendiffusionsgleichung repräsentiert.

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{\partial \Phi_g(\underline{r}, t)}{\partial t} = & D_g \Delta \Phi_g(\underline{r}, t) - [\Sigma_{a,g}(\underline{r}, t) + \Sigma_{b,g}(\underline{r}, t)] \cdot \Phi_g(\underline{r}, t) + \\ & + \sum_{g' > g}^{g-1} \Sigma_{s,g' \rightarrow g}(\underline{r}, t) \cdot \Phi_{g'}(\underline{r}, t) + \chi_g \cdot \sum_{g'}^G v_{g'} \Sigma_{f,g'}(\underline{r}, t) \cdot \Phi_{g'}(\underline{r}, t) \end{aligned} \quad (17.3)$$

Ein Beweis einer eindeutigen Lösung dieses Multigruppen-Diffusionsmodells wird von HABETLER und MARTINO /12/ gegeben.

Für die numerische Lösung wird im Folgenden die Differentiation auf ein Differenzenverfahren zurückgeführt. In der stationären Rechnung läßt sich dann das Gleichungssystem mit der Matrixgleichung ausdrücken:

$$\underline{A} \underline{\Phi} = \frac{1}{\lambda} \cdot \underline{P} \underline{\Phi} \quad (17.4)$$

mit

$$A_{gg'} = \begin{cases} D_g \cdot \text{div grad } -[\Sigma_{a,g} + \Sigma_{b,g}] & \text{für } g' = g \\ \Sigma_{s,g' \rightarrow g} & \text{für } g' < g \\ 0 & \text{für } g' > g \end{cases}$$

und $P_{gg'} = \chi_g v_{g'} \Sigma_{f,g'} \quad \forall g, g' \quad (17.5)$

wobei der Index g von hohen zu niedrigen Energien läuft. Die Lösungsprozedur wird im Anhang 9.2.1, Seite 154 skizziert.

Eine ausführliche Darstellung eines Theorems für die einheitliche Existenz positiver Flußverteilungen $\Phi(\underline{r})$ und korrespondierender einzelner positiver Eigenwerte λ für das Multigruppen-Diffusions-Gleichungssystem wird von FRÖHLICH /13/ gegeben.

Zur Darstellung der adjungierten Flußverteilung und Neutronen-Importanz löst man

$$\mathbf{A}^* \underline{\Phi}^* = \frac{1}{\lambda^*} \cdot \mathbf{P}^* \underline{\Phi}^* \quad (18.1)$$

wobei $A_{gg'}^* = A_{gg'}$, entsprechend $P_{gg'}^* = P_{g'g}$.

3.2.1.2 Störungstheoretischer Ansatz 1. Ordnung

Zur Berechnung der Reaktivitätsauswirkungen kleiner Störungen in der Anordnung durch Änderungen der Materialmischungen oder nuklearer Parameter wird nach störungstheoretischem Ansatz 1. Ordnung verfahren.

Dazu läßt sich die zeitabhängige Gleichung (17.3) in der Form darstellen:

$$\mathbf{M} \underline{\Phi}(\underline{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \underline{\Phi}(\underline{r}, t) \quad (18.2)$$

mit $\mathbf{M} = \tilde{\mathbf{A}} - \tilde{\mathbf{P}}$ wobei $\tilde{A}_{gg'} = v_g A_{gg'}$, $\tilde{P}_{gg'}$ entsprechend.

Mit dem Separationsansatz $\Phi(\underline{r}, t) = \varphi(\underline{r}) \cdot \tau(t)$ (18.3) liefert Gleichung (18.2) die Lösung $\tau(t) \sim \exp(\omega t)$, sodaß

$$\mathbf{M} \underline{\varphi} = \omega \cdot \underline{\varphi} \quad (18.4) \text{ bzw. } \mathbf{M}^* \underline{\varphi}^* = \omega^* \cdot \underline{\varphi}^*$$

ein Eigenwertproblem darstellt.

Mit Hilfe des Greenschen Integralsatzes, mit den adjungierten Operatoren A, A^* und den auf der extrapolierten Randfläche des Definitionsvolumens verschwindenden Funktionen $\underline{\varphi}$ und $\underline{\varphi}^*$ läßt sich die Orthogonalität der Eigenfunktionen φ_n, φ_m^* zeigen.

So ist dann:

$$\int_{\text{Reaktor}} (\varphi_m^* \cdot M \varphi_n - \varphi_n \cdot M^* \varphi_m^*) dV = (\omega_n - \omega_m^*) \int_{\text{Reaktor}} \varphi_n \cdot \varphi_m^* dV = 0 \quad (19.1)$$

$$\text{und daraus } \int \varphi_n \cdot \varphi_n^* dV \neq 0 \quad \leadsto \quad \omega_n = \omega_n^* \quad (19.2)$$

$$\text{und } \int \varphi_n \cdot \varphi_m^* dV = 0 \quad \leadsto \quad \omega_n \neq \omega_m^*$$

Eine kleine Variation δM bzw. $\delta \underline{\varphi}$ führt wie folgt zu einer Änderung des Eigenwertes $\delta \omega$:

Multipliziert man die Variation von (18.4) mit dem adjungierten Fluß φ^* und integriert über das Definitionsvolumen, unter Vernachlässigung quadratischer Glieder kleiner Änderungen

$$(M + \delta M) \cdot (\underline{\varphi} + \delta \underline{\varphi}) = (\omega + \delta \omega) \cdot (\underline{\varphi} + \delta \underline{\varphi}) \quad (19.3)$$

$$\Rightarrow \int_{\text{Reaktor}} (\underline{\varphi}^* \cdot M \delta \underline{\varphi} - \omega \cdot \underline{\varphi}^* \cdot \delta \underline{\varphi}) dV + \int_{\text{Reaktor}} (\underline{\varphi}^* \cdot \delta M \underline{\varphi}) dV = \delta \omega \cdot \int_{\text{Reaktor}} \underline{\varphi}^* \cdot \underline{\varphi} dV \quad (19.4),$$

erhält man unter Anwendung des Greenschen Integralsatzes (19.1) und der Gleichheit (19.2) für

$$\int \underline{\varphi}^* \cdot M \delta \underline{\varphi} dV = \int \delta \underline{\varphi} \cdot M^* \underline{\varphi}^* dV = \int \omega \cdot \delta \underline{\varphi} \cdot \underline{\varphi}^* dV,$$

$$\text{sodaß } \delta \omega = \frac{\int \underline{\varphi}^* \cdot \delta M \underline{\varphi} dV}{\int \underline{\varphi}^* \cdot \underline{\varphi} dV} \quad /11/. \quad (19.5)$$

Eine kleine relative Reaktivitätsänderung $\Delta \rho = \frac{\Delta k}{kK'}$ aus dem stationären Zustand heraus wird dann hervorgerufen durch eine Änderung des Eigenwertes $\Delta \omega \sim \Delta k$, sodaß $\Delta \rho \sim \frac{\Delta \omega}{kK'}$, wobei $\Delta \rho = \rho' - \rho = \frac{k' - k}{kK'}$ und $\rho' = \frac{k' - 1}{k'}$.

Die Bezugs-Multiplikationskonstante k wird durch Normierung des Störintegrals auf die gesamte mit der Importanz ϕ^* gewichteten Spaltquellrate berücksichtigt.
Eine Reaktivitätsänderung $\delta\rho$ aus einem beliebigen Zustand wird hier dargestellt in der Form:

$$\delta\rho = \frac{\delta k}{k k^*} = \sum_n \left(A_n + L_n + \frac{F_n}{k^*} + S_n \right) \quad (20.1)$$

mit den Beiträgen:

- der Absorption

$$A_n = \frac{1}{\hat{N}} \cdot \int_{\Delta V_n} \sum_g^G (\Delta \Sigma_{c,g}(\underline{r}) + \Delta \Sigma_{f,g}(\underline{r})) \cdot \phi_g^*(\underline{r}) \cdot \phi_g(\underline{r}) dV_n \quad (20.2)$$

- der Leckage

$$L_n = \frac{1}{\hat{N}} \cdot \int_{\Delta V_n} \sum_g^G \Delta D_g(\underline{r}) \cdot \text{grad } \phi_g^*(\underline{r}) \cdot \text{grad } \phi_g(\underline{r}) dV_n \quad (20.3)$$

- der Spaltung

$$F_n = \frac{1}{\hat{N}} \cdot \int_{\Delta V_n} \sum_g^G \Delta(\nu_g \Sigma_{f,g}(\underline{r})) \cdot \phi_g(\underline{r}) \cdot \sum_{g'}^G x_{g'} \cdot \phi_{g'}(\underline{r}) dV_n \quad (20.4)$$

- und der Degradation

$$S_n = \frac{1}{\hat{N}} \cdot \int_{\Delta V_n} \left[\sum_g^G \Delta \Sigma_{\text{rem},g}(\underline{r}) \cdot \phi_g^*(\underline{r}) \cdot \phi_g(\underline{r}) - \sum_{g' < g} \Delta \Sigma_{s,g' \rightarrow g}(\underline{r}) \cdot \phi_{g'}(\underline{r}) \cdot \phi_g^*(\underline{r}) \right] dV_n \quad (20.5)$$

wobei $\Delta \Sigma = \Sigma(\text{gestört}) - \Sigma(\text{ungestört})$ und die Normierung

$$\hat{N} = \sum_{\Delta V}^V \int_{\Delta V_n} \sum_{g'}^G x_{g'} \cdot \phi_{g'}^*(\underline{r}) \cdot \sum_g^G \nu \cdot \Sigma_{f,g}(\underline{r}) \cdot \phi_g(\underline{r}) dV_n \quad (20.6)$$

die Anzahl der Sekundärneutronen bedeuten /14/ .

3.2.1.3 Störungstheoretischer Ansatz 2. Ordnung

Während die Störungsrechnung 1. Ordnung für kleine Variationen δM , $\delta \varphi$ und kleine Reaktivitätsänderungen angewandt wird, erzielt man im Fall größerer Variationen eine höhere Genauigkeit, indem die Importanz, d.h. der adjungierte Fluß φ^* (gestört) des gestörten Zustandes als Wichtungsfunktion für die Ratenänderung δM_{φ} benutzt wird.

Auf diese Weise finden durch die Störung bedingte spektrale Effekte Berücksichtigung, die beispielsweise im Fall der Natriumvoid-Betrachtung wesentliche Auswirkungen haben.

Da diese bei geringen Variationen δM , $\delta \varphi$ vernachlässigbar und die Fehlerabweichung auf Grund großer Zahlen für φ damit dominant werden, ist hier die Behandlung in Störungsrechnung 1. Ordnung vorzuziehen.

Als alternative Methode zur Rechnung 2. Ordnung bietet es sich auch an, die jeweils relativen Änderungen der Reaktivität von zwei getrennt berechneten Zuständen zu bestimmen. Dieses Verfahren ist jedoch in der Praxis meist rechenzeitintensiver.

3.2.1.4 Punktkinetische Gleichung

Zur Bestimmung der zeitlichen Abhängigkeit des Flußniveaus wird näherungsweise die Lösung (22.1) des Differentialgleichungssystems (21.1,2) unter Berücksichtigung verzögerter Neutronen in einer gemittelten Zerfallsgruppe der Mutterkerndichte C benutzt /11/ .

$$\frac{d}{dt} \tau(t) = \frac{\rho - \bar{\beta}}{\bar{I}_p} \cdot \tau(t) + \overline{\lambda_C C(t)} \quad (21.1)$$

$$\frac{d}{dt} \overline{C(t)} = \frac{\bar{\beta}}{\bar{I}_p} \cdot \tau(t) - \overline{\lambda_C C(t)} \quad (21.2)$$

$$\Rightarrow \frac{\tau(t)}{\tau_0} = \frac{(b-c)}{(b-a)} \cdot \exp(at) + \frac{(c-a)}{(b-a)} \cdot \exp(bt) \quad (22.1)$$

mit $a = \frac{\rho \bar{\lambda}}{\bar{\lambda} \bar{l}_p + \bar{\beta} - \rho}$, $b = \frac{(\rho - \bar{\beta})}{\bar{l}_p}$, $c = \frac{\rho}{\bar{l}_p}$

3.2.1.5 Zeitabhängige Isotopen-Konzentrationenbilanz

Das Langzeitverhalten der zeitabhängigen Isotopenkonzentration wird im Wesentlichen durch Lösung des Differentialgleichungssystems /15/:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_i(\underline{r}, t) = & N_{i-1}(\underline{r}, t) \cdot \sum_g^G \sigma_{c,i-1,g}(\underline{r}) \cdot \phi_g(\underline{r}, t) - \\ & - N_i(\underline{r}, t) \cdot \left[\sum_g^G (\sigma_{f,i,g}(\underline{r}) + \sigma_{c,i,g}(\underline{r})) \cdot \phi_g(\underline{r}, t) + \lambda_i(\underline{r}) \right] \end{aligned} \quad (22.2)$$

bestimmt. Die zeitliche Änderung der Konzentration des i-ten Isotops ist demnach gegeben durch den Zuwachs durch Neutroneneinfang des (i-1)-ten Isotops, die Verluste durch Spaltung, Neutroneneinfang sowie spontanen Zerfall.

3.2.1.6 Gruppenkonstanten und Wichtungsfunktion

Die für den spektralen Definitionsbereich diskretisierten Gruppenwerte für Wirkungsquerschnitte, Flußdichten und andere Parameter beruhen auf geeigneten Mittelungen. Da die zu verwendenden Größen im Allgemeinen von der Energie der Neutronen, der Temperatur der makroskopischen Anordnung, der Konzentration der jeweiligen Isotope wie auch von dem Reaktionsmechanismus abhängen, wurde zum Beispiel für Wirkungsquerschnitte folgende Mittelungsvorschrift zu Grunde gelegt:

$$\sigma_{x,i,g,l}(T, \sigma_0) = \frac{\int_{E_g} \sigma_{x,i}(E, T) \cdot \bar{\varphi}_{i,l}(E, T, \sigma_0) dE}{\int_{E_g} \bar{\varphi}_{i,l}(E, T, \sigma_0) dE} \quad (23.1)$$

$$\text{mit } \bar{\varphi}_{i,l}(E, T, \sigma_0) = \frac{\bar{\varphi}(E)}{[\sigma_0 + \sigma_{t,i}(E, T)]^{l+1}}, \quad \sigma_0 = \frac{\sum_{j \neq i} N_j \cdot \sigma_{t,j}}{\sum_{j \neq i} N_j} \quad (23.2)$$

In der Gewichtsfunktion wird die Selbstabschirmung des Isotops (Index i) durch die Gegenwart anderer (Index j $\neq$ i) nach der BONDARENKO-Methode berücksichtigt /16/ /17/ .

Dabei entspricht außerhalb der Resonanzen $\bar{\varphi}(E)$ einem vorgegebenen, vom Reaktortyp abhängigen Grobspektrum. Der Einfluß der Nachbarschaft einer Kernsorte auf die Feinstruktur des Spektrums innerhalb der Resonanzen wird durch den Ausdruck im Nenner von (23.2) bestimmt. Der Index l = 0 entspricht einer Fluß- und l = 1 einer Stromwichtung.

3.2.2 Rechenmodell

3.2.2.1 Erzeugung geeigneter Gruppenkonstantensätze

Als nuklearer Basis-Datensatz diene eine Datenbibliothek in Feingruppenstruktur von 50 Energiegruppen (EG), basierend auf der ENDF/B-IV-Multigruppen-Wirkungsquerschnittlibrary /18/, sowie ein 26-Gruppen-Satz aus der Karlsruher KFK-INR-Library.

Während der 50-Gruppensatz von einer Anordnung noch weitgehend unabhängige Daten umfaßt, sind die INR-Querschnitte bezüglich der Materialmischungen und Anordnungsstrukturen dem Zielkern ähnlichen Anordnungen angepaßt worden.

Der 26-Gruppen-INR-Satz diene unter anderem der Erzeugung spezifischer Gebietsflußspektren. Diese erlaubten einerseits

eine Gruppenkonzentration von 26 auf in diesem Fall 6 bzw. 4 EG mit Flußwichtung der Gruppenwerte

$$\sigma_{x,k} = \frac{\sum_{g \in k} \sigma_{x,g} \cdot \tilde{\varphi}_g}{\tilde{\varphi}_k} \quad (24.1)$$

$$\text{mit } \tilde{\varphi}_g = \int_{E_g} \tilde{\varphi}(E) dE \quad (24.2)$$

$$\text{und } \tilde{\varphi}_k = \sum_{g \in k} \tilde{\varphi}_g \quad (24.3)$$

Andererseits ließen sich damit aus dem 50-Gruppen-ENDF/B-Satz KALO-spezifische 15-Gruppen-Daten für die Ratenanalyse erzeugen /18/. Dabei wurde zunächst der 50-Gruppen-Satz auf 26 EG kontrahiert. Da kein geeignetes 50-Gruppen-Schnellbrüter-Wichtungsspektrum vorlag, wurde als Standardverteilung ein Leichtwasserspektrum mit korrigiertem Spaltspektrum herangezogen:

$$\begin{array}{lll} 10^{-5} \text{ eV} \leq E \leq 0,1 \text{ eV} & \text{Maxwellspektrum } T = 300 \text{ K} \\ 0,1 \text{ eV} \leq E \leq 850 \text{ keV} & 1/E \text{ -Spektrum} \\ 850 \text{ keV} \leq E \leq 15 \text{ MeV} & \text{Spaltspektrum } x \end{array} \quad (24.4)$$

Mit den vorher ermittelten Isotopenkonzentrationen wurde das Standard-LWR-Spaltspektrum ersetzt durch:

$$x_g = \frac{\sum_i^{U,Pu} x_{g,i} \cdot N_i \cdot \sum_{g'}^G v_{i,g'} \cdot \sigma_{f,i,g'} \cdot \tilde{\varphi}_{g'}^{LWR}}{\sum_i^{U,Pu} N_i \cdot \sum_{g'}^G v_{i,g'} \cdot \sigma_{f,i,g'} \cdot \tilde{\varphi}_{g'}^{LWR}} \quad (24.5)$$

$\tilde{\varphi}_g^{LWR}$ ist hier das Leichtwasserspektrum mit einer charakteristischen Temperatur des Spaltspektrums von 1,4 MeV.

Die nun vorliegenden 26-Gruppendaten wurden sodann mit dem aus den Diffusionsrechnungen stammenden 26-Gruppen-Gebietspektren auf 15 EG reduziert.

Bei dieser 50→15 EG Reduzierung wurden die unabgeschirmten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{x,i,g,l}(T=0, \sigma_0/\sigma_{t,i} \rightarrow \infty)$ und die korrelierten Abschirmfaktoren

$$f_{x,i,g,l}(T, \sigma_0) = \frac{\sigma_{x,i,g,l}(T, \sigma_0)}{\sigma_{x,i,g,l}(0, \sigma_0/\sigma_{t,i} \rightarrow \infty)} \quad (25.1)$$

getrennt behandelt und erst im Anschluß nach Temperaturinterpolation /19/ zu anordnungsspezifischen abgeschirmten Größen verbunden.

$$\sigma_{x,i,g,l}(T, \sigma_0) = f_{x,i,g,l}(T, \sigma_0) \cdot \sigma_{x,i,g,l}(0, \sigma_0/\sigma_{t,i} \rightarrow \infty) \quad (25.2)$$

3.2.2.2 Stationäre Auslegung

Um für die numerische Lösung ein praktikables Rechenmodell zu erhalten, wurde unter Vorgabe akzeptabler Rechenzeiten und Genauigkeitstoleranzen das zylinderische R-Z-Modell mit Gebieten gemittelter, homogener Stoffverteilung gewählt.

Zur Stoffmittlung für Bereiche gleichförmiger, periodischer Materialstrukturen wurden zunächst die realen Konstruktionsmaße für vorgegebene Betriebstemperaturen extrapoliert. Aus den sich ergebenden Volumenanteilen und zugehörigen Stoffdichten wurden für verschiedene Einheitszellen die Partialkonzentrationen berechnet. Diese Einheitszellen entsprechen den unterschiedlichen Elementtypen der Anordnung.

Nach dieser Aufhebung der hexagonalen Stabanordnung durch Homogenisierung wurden volumenanteilig die einzelnen Zellen ihren Positionen entsprechend in konzentrische Ringvolumina überführt. Das Ringvolumen für den Materialbereich N_M ist dann für j gleichartige Zellen:

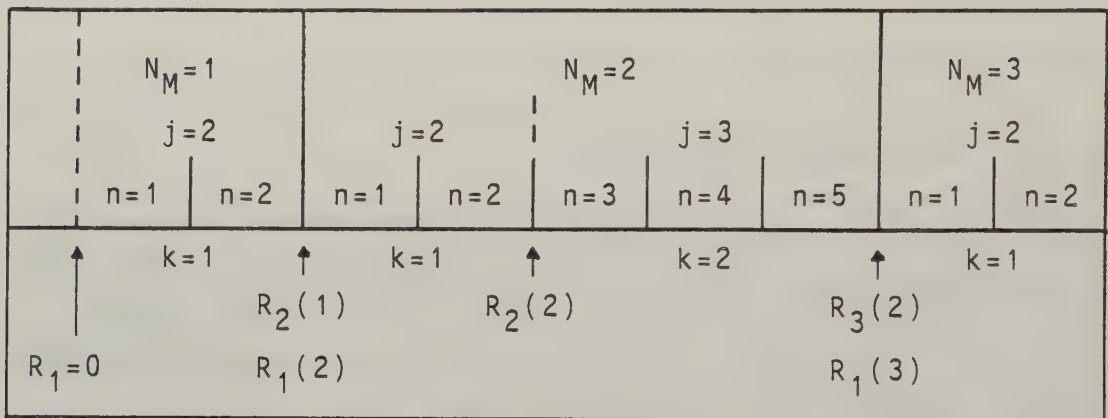
$$V(N_M) = j \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot S_h^2 \cdot H = \pi \cdot [R_{n+1}^2(N_M) - R_1^2(N_M)] \cdot H \quad (25.3)$$

wobei S_h die heiße Schlüsselweite der hexagonalen Zelle und n das jeweilige konzentrische Zellvolumen in N_M angibt.

Die Radien einer dimensionierten R-Z-Topologie lassen sich dann für den k -ten Ring im N_M -ten Ringvolumen sukzessiv bestimmen.

Außenradius:

$$R_{k+1}(N_M) = \left[\frac{\sqrt{3}}{2\pi} \cdot j \cdot S_h^2 + R_k^2 \right]^{0,5}, \quad 1 \leq k \leq j, \quad k \in \mathbb{N} \quad (26.1)$$



Da zur Lösung der für diese Materialanordnung aufzustellenden Gleichungen (17.4), (18.1), (20.1) und (22.1) ein numerisches Differenzenverfahren vorgesehen war, wurde auf das Lösungsgebiet ein Maschengitternetz projiziert, das geeigneterweise nur einen minimalen Fehler in der Numerik zuläßt /20/. Dieses Maschengitter erstreckt sich im vorliegenden Fall für das radiale Halb-Core über 56 (radial) x 52 (axial) Maschenpunkte.

Für die Auslegungsrechnung wurde die Anzahl der homogenen Materialmischungen auf 22 beschränkt, aufgeteilt in 60 separate Zonen (siehe Abb.6, Seite 41). Die Diffusionsrechnung lieferte hierfür neben der Multiplikationskonstanten k_{eff} maschenpunktweise Quelldichte und energiegruppenabhängige Neutronenflußdichtewerte sowie vom Materialgebiet abhängige gemittelte Volumen-Flüsse $V \cdot \phi_g$ und Ratendichten.

Die Brutratenverhältnisse wurden nach dem Standardansatz berechnet:

$$BR_n = \frac{\sum_g (C_{8,g,n} + C_{0,g,n} + C_{2,g,n})}{\sum_n \sum_g (A_{5,g,n} + A_{9,g,n} + A_{1,g,n})} \quad (27.1)$$

mit $A_{i,g,n} = \sum a_{i,g,n} \cdot V_n \cdot \Phi_{i,g,n}$ der Absorptionsrate

und $C_{i,g,n} = \sum c_{i,g,n} \cdot V_n \cdot \Phi_{i,g,n}$ der Einfangrate

wobei i, g, n die Isotopen-, Gruppen- und Materialindizes bedeuten.

Eine Abschätzung der Brutratenänderung bei einer kleinen Plutoniumanreicherungs-Variation ist möglich mit:

$$\frac{\Delta IBR}{IBR} = -\xi \cdot \frac{\delta \alpha^{Pu}}{\alpha^{Pu}} \quad (27.2)$$

3.2.2.3 Abbrandmodell

Für die Darstellung der zeitabhängigen Reaktorzustände in der Entwicklung über drei Abbrandzyklen wurde folgende Modellfestlegung getroffen.

Ziel war es, die Anordnung so auszulegen, daß sie nach zwei Zyklen ins Abbrand-Gleichgewicht kommt. Dabei sollen zu Anfang jedes Zyklus etwa 1/3 der Core-Ladung durch frischen Brennstoff ersetzt werden.

Es stellte sich als positiv heraus, in den ersten beiden Anfahrzyklen den notwendigen Reaktivitätsüberschuß für den Abbrand durch eine variable Core-Grenze zu senken. Dieses wurde durch Reduktion der Brennelementanzahl im äußeren Core-Bereich und durch Ersatz mit Brutelementen erreicht, die nach zwei Zyklen wieder schrittweise durch Brennstoff ausgetauscht werden.

Versieht man jede der drei Teilladungen im Core mit einer dem spezifischen Abbrandzustand entsprechenden Zahl, läßt sich grob der mittlere Abbrandzustand für den jeweiligen Zeitpunkt ausdrücken.

Aus Gründen weitgehender Einschränkung des Rechenaufwandes sollte nun eine zeitlich wie räumlich gemittelte Materialverteilung simuliert werden, die es ermöglicht, zunächst den gesamten Spaltstoffeinsatz zu errechnen, der zum Erreichen des Endzustandes (3. Zyklusende) notwendig ist.

Betrachtet man das Abbrandschema (Tabelle Seite 29), so läßt sich an den Abbrandzuständen erkennen, daß es möglich ist, anstatt drei Zyklen mit 3-er-Beladestrategie einen simulierten Zyklus über zwei Zeitintervalle ohne Neubeladung zu rechnen, da der mittlere Abbrandzustand für beide Fälle im Endzustand gleich ist ($\langle 3 \ 1 \ 2 \rangle = \langle 2 \ 2 \ 2 \rangle$).

Zur anschließenden näherungsweisen Bestimmung des tatsächlichen frischen Schwermetallinventars (metallischer Brennstoff) diene die Überlegung, daß der mittlere Spaltstoffanreicherungsverlust $\Delta\alpha_{\text{Abbr.}}$ bis zum Endzustand in beiden Fällen gleich sein muß.

Die Korrektur der Anreicherung erfolgte über einen linearen Ansatz der zeitlichen Spaltstoffkonzentrationsänderung:

$\frac{\partial \alpha_{\text{Abbr}}}{\partial t} = \text{const.}$, sodaß für jeden Zyklusanfang die Beladung auf einen mittleren Anreicherungsüberschuß

$$\Delta\alpha_{\text{Abbr}}^{\text{kor}} = \frac{1}{3} \frac{\Delta t (3\text{Zykl})}{\Delta t (2\text{Zykl})} \Delta\alpha_{\text{Abbr}} = \frac{1}{2} \Delta\alpha_{\text{Abbr}}$$

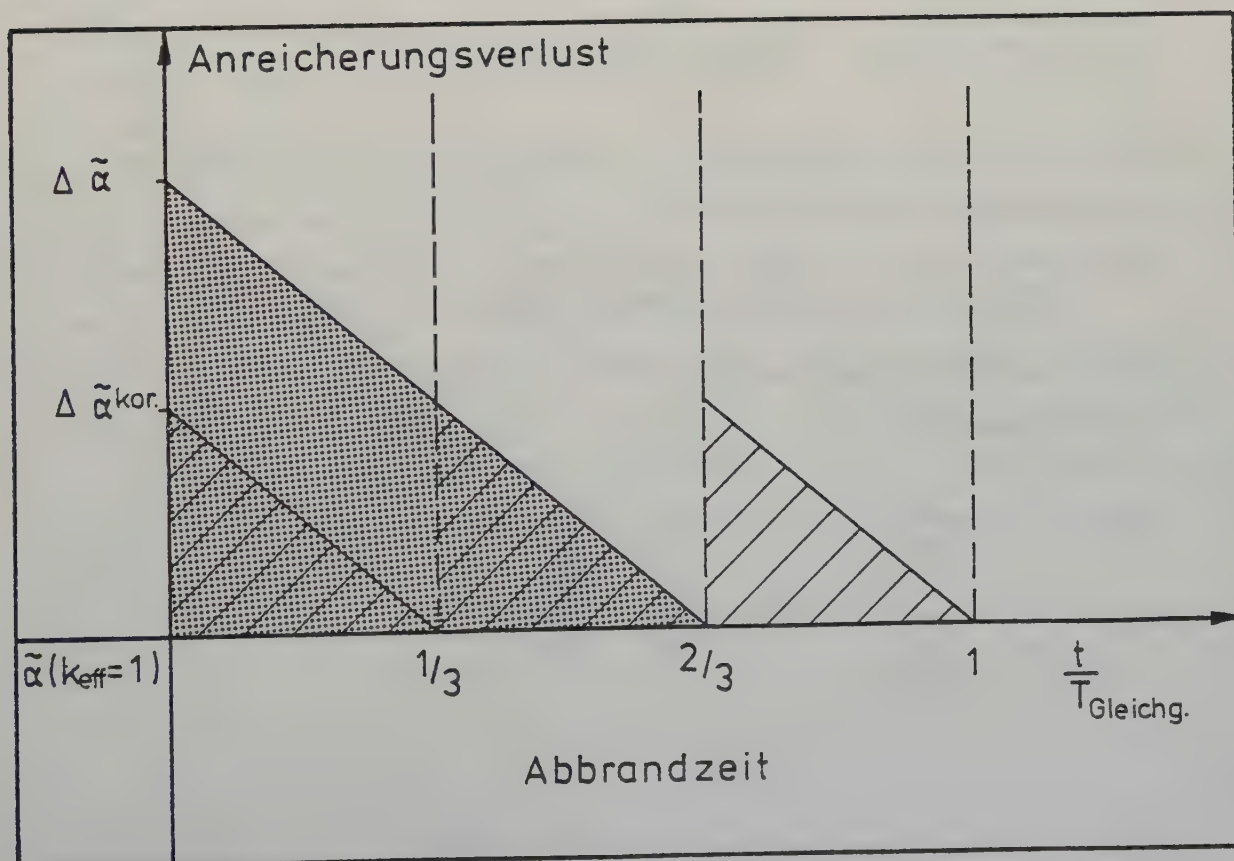
reduziert werden kann. Da der zu Grunde gelegte lineare Zeitverlauf ein verändertes Abbrandverhalten außer Acht läßt, wurde im Sinne einer konservativen Betrachtung der Korrekturfaktor $2/3$ anstatt $1/2$ gewählt.

Aufgrund der Abbrandabhängigkeit der Brennstoffzusammensetzung wurde die Anreicherungsreduktion mit Hilfe der Pu-239-Äquivalentgewichte bestimmt. Diese stehen gleichzeitig in unmittelbarer Beziehung zur Reaktivität der Anordnung.

Abbrandschema

Teilladung Abbr. Zeit	real			simuliert			mittlerer Abbrand- zustand
	1	2	3	1	2	3	
1.Z.A.	0	0	0	0	0	0	0
1.Z.E.	1	1	1	1	1	1	1
2.Z.A.	1	1	0				2/3
2.Z.E.	2	2	1				5/3
3.Z.A.	2	0	1	1	1	1	1
3.Z.E.	3	1	2	2	2	2	2

Anreicherungsverlustsimulation



Das Äquivalentgewicht wird durch Multiplikation der Brennstoffisotopenmassen m_i mit geeigneten Wichtungsfaktoren ω_i dargestellt. Aus der Anzahl der verschiedenen Methoden wurde die von BAKER und ROSS /21/ gewählt. Hierbei liegt das relative Maß der Neutronenproduktivität eines Isotops im Verhältnis zur Produktivität des Pu-Isotops-239 zu Grunde:

$$\text{Definition: } \omega_{i,nm} = \frac{\sum_{n'=n}^m \omega_{i,n'} \cdot x_{i,n'} \cdot (V\Phi)_{n'}}{\sum_{n'=n}^m x_{i,n'} \cdot (V\Phi)_{n'}} \quad (30.1)$$

$$\text{mit } \omega_{i,n'} = \frac{y_{i,n'}}{y_{9,n'}} \quad , \quad y_{i,n'} = x_{i,n'} - x_{8,n'} \quad , \quad x_{i,n'} = \frac{x_{i,n'}}{N_{i,n'}}$$

$$\text{und } x_{i,n'} = \frac{\sum_g x_{i,n'g} \cdot (V\Phi)_{n'g}}{\sum_g (V\Phi)_{n'g}} \quad , \quad x_{i,n'g} = (\nu \Sigma_f - \Sigma_a)_{i,n'g}$$

per definitionem gilt: $\omega_9 = 1$, $\omega_8 = 0$

So ist das Pu-239-Äquivalentgewicht:

$$\bar{m}_i = \omega_i \cdot m_i \quad , \quad \bar{m}_{SM} = \sum_i^{SM} \omega_i \cdot m_i$$

Das korrigierte Schwermetall-Inventar für den Anfang des ersten Zyklus beträgt dann:

$$\bar{m}_{SM,korr}^A = \frac{2}{3} \cdot (\bar{m}_{SM}^A - \bar{m}_{SM}^E) + \bar{m}_{SM}^E$$

Zur Anreicherungskorrektur $\alpha^{Pu} [g/o]$ ergibt sich näherungsweise:

$$\left. \begin{aligned} \alpha^{Pu} &= \frac{m_{Pu}}{\bar{m}_{SM}} \\ \alpha^{Pu'} &= \frac{m'_{Pu}}{\bar{m}'_{SM}} \end{aligned} \right\} \rightarrow \frac{\alpha^{Pu'}}{\alpha^{Pu}} = \frac{m'_{Pu}}{m_{Pu}} = \frac{\bar{m}'_{SM}}{\bar{m}_{SM}}$$

da $m_{SM}/m'_{SM} \approx 1$ und $\tilde{m}_U \ll \tilde{m}_{Pu}$

$$\left. \begin{aligned} \alpha^U &= (1 - \alpha^{Pu}) \\ \alpha^{U'} &= (1 - \alpha^{Pu'}) \end{aligned} \right\} \rightarrow \frac{\alpha^{U'}}{\alpha^U} \approx \frac{m'_U}{m_U}$$

3.2.2.4 Erzeugung von Reaktivitätsdaten

Gemäß der vorangegangenen Beschreibung ließen sich zunächst nur Reaktivitätswerte für den simulierten frischen wie für den Endzustand rechnen. Zwischenwerte wurden anschließend linear interpoliert.

Für die Bestimmung der Kühlmitteldichte- und Dopplerkoeffizienten wurde der Endzustand (3. Zyklusende) gewählt. Diese Entscheidung stützt sich darauf, daß man nach jüngsten Einschätzungen einem Kühlmittelverluststörfall (LOF) gegenüber einem Reaktivitätsstörfall (TOP) in der Beurteilung der Ereigniswahrscheinlichkeit größere Bedeutung einräumt. Im Sinne einer konservativen Betrachtungsweise schien es sinnvoll, die Reaktivitätscharakteristik dieses Zustandes zu untersuchen, da wegen des Spaltproduktaufbaus im abgebrannten Zustand ungünstigere Void-Effekte als im frischen Zustand zu erwarten sind.

Zur numerischen Ausführung war für das Definitionsgebiet eine feinere Unterteilung vorgesehen, sodaß für 95 Zonen (Abb.8, Seite 56) jeweils sowohl gemittelte Zonenanteile der Reaktivitätswerte als auch integrale Koeffizienten vorlagen.

Die Reaktivitätsänderungen wurden in Störungsrechnung 1. Ordnung für kleine Störungen bestimmt. Die Dichteänderung betrug -1 %. der Dopplereffekt bezog sich auf +10 K Temperaturänderung.

3.2.2.5 Analyse der Spektren und Reaktionsraten

Zur Untersuchung relativer Ratenänderungen wurden gemäß Abschnitt 3.2.2.1 in erster Linie folgende Reaktionen betrachtet:

Neutronenabsorption ($\sigma_f + \sigma_c - \sigma_{n,2n}$), Neutroneneinfang $\{(n,\gamma), (n,\alpha), (n,p), (n,d), (n,t)\}$, Neutronenausbeute ($\nu\sigma_f$) sowie elastische und inelastische Streuung (ohne $n,2n$ -Reaktionen).

Die totalen Removalquerschnitte wurden aus den elastischen, inelastischen und $(n,2n)$ -Streumatrizen berechnet:

$$\sigma_{\text{rem},g}^S = \sum_{i=1}^{G-g} \sigma_{g \rightarrow g+i}^S$$

(Streumatrixelement)

$$\sigma_{g' \rightarrow m \rightarrow g'}^S = \sigma_{in,g' \rightarrow m \rightarrow g'}^S + 2\sigma_{n,2n,g'-1 \rightarrow g'}^S + \sigma_{el,g'-1 \rightarrow g'}^S$$

$\forall m, m = 0, 1, 2, \dots, g'$; mit g Einstreugruppen und g' Ausstreu-
gruppen.

Die elastische Bremsung lag in Werten von $\sigma_{b,g}^{el} = \frac{\xi_g}{\Delta u_g} \cdot \sigma_s^{el}$ vor.

Zur Darstellung und Auswertung der Ratenanalyse wurden die veränderten Reaktionsraten bei Parametervariation wie folgt dargestellt:

Da die Variation durch Gegenüberstellung der KALO-Werte mit einem Referenzmaterial durchgeführt wurde, sind zunächst für diese zwei Datenfälle die makroskopischen, abgeschirmten und temperaturinterpolierten Reaktions-Wirkungsquerschnitte aufbereitet worden:

$$\Sigma_{x,i,g}^K = N_i^K \cdot \sigma_{x,i,g}^K, \quad \Sigma_{x,i,g}^{\text{Ref}} \quad \text{entsprechend.}$$

Zur dimensionslosen Darstellung wurden die Reaktionsraten

$$R_{x,i,g} = \Sigma_{x,i,g} \cdot \Phi_g$$

auf die jeweilige Gesamtrate in der Materialmischung normiert:

$$\bar{R}_{x,i,g} = \frac{R_{x,i,g}}{\sum_i R_{x,i,g}} \quad (33.1)$$

Die dimensionslosen Ratendifferenzen der Vergleichsfälle sind dann:

$$\Delta \bar{R}_{x,i,g} = \bar{R}_{x,i,g}^K - \bar{R}_{x,i,g}^{Ref} \quad (33.2)$$

Hierbei wird deutlich, daß durch die Normierung gleichzeitig relative Wertigkeiten bestimmter Isotopenreaktionen in Bezug auf die gesamte Mischung berücksichtigt werden.

Da der Einfluß des Neutronenspektrums bei der Normierung jedoch verloren geht, werden die effektiven Änderungen durch Multiplikation mit dem Referenzspektrum dargestellt.

Als Reaktionsraten $R_{i,g}$ sind für einige Betrachtungen auch generalisierte Reaktionsverhältnisse

$$R_{xy,i,g} = \frac{R_{x,i,g}}{R_{y,i,g}} \quad (33.3)$$

zu verstehen. Der Isotopenindex i kann für die Einzelisotope wie auch für Gemische stehen, z.B.:

$$i = U_{238} \longrightarrow R_{x,U8,g} = \Sigma_{x,U8,g} \cdot \Phi_g, \text{ oder}$$

$$i = \text{Stahl} \longrightarrow R_{x,\text{Stahl},g} = \Phi_g \cdot \sum_i^j \Sigma_{x,i,g}$$

mit $j \in I \wedge j = \text{Fe, Mo, Ni, Co, ...}$

Die Ratenänderungen für das Gesamtmaterial sind dagegen als dimensionierte Größen dargestellt:

$$\Delta R_{x,g} = R_{x,g}^K - R_{x,g}^{Ref} \quad /22/ \quad (33.4)$$

4. Methodik

4.1 Festlegung eines Referenzkonzeptes

Um einen weitgehenden Bezug zu einer konventionellen, mit Elementkästen versehenen Anordnung zu gewinnen, was eine relative Beurteilung ermöglicht, und um eine doppelte Durchrechnung zu vermeiden, wurde eine rechnerisch verifizierte Anordnung als Referenz zu Grunde gelegt. Außerdem erleichterte die durch Übernahme mehrerer Randbedingungen gewonnene Ähnlichkeit in wichtigen Bestimmungsgrößen die Anfangsphase der Auslegungsarbeit.

Als Referenzanordnung wurde der SNR 300-MARKIa-Kern gewählt. Darüber hinaus wurden jedoch noch einige veränderte Maßnahmen getroffen, die eine Vergleichbarkeit in einigen Punkten einschränken. Hiermit sollten weitere Aussagen auch in Bezug auf den Referenz-Folgekern möglich werden, der hinsichtlich der Abbrand- und Beladestrategie einer allgemeinen Zielsetzung näher kommt.

Insoweit lagen dann die geometrischen Dimensionen, Gitterstrukturen, Zellteilung sowie Leistung und Temperaturniveau weitgehend fest. Aus den Referenzdaten wurden gemäß der Zielvorstellung die spezifischen Änderungen entwickelt.

So besitzt der Referenzkern in hexagonaler Struktur 109 Brennelemente (BE) in der inneren (C1) und 90 Brennelemente in der äußeren mit Plutonium angereicherten Core-Zone (C2). In der inneren Zone sind neben 12 Absorberpositionen zur Regelung, Trimmung, Erst- und Zweitabschaltung des Reaktors zusätzlich 6 Positionen mit stationären B_4C -Absorberelementen versehen.

Die Referenzanordnung ist in den ersten drei Zyklen als Batch-Kern ausgelegt, das heißt während dieser Standzeit werden keine abgebrannten Brennelemente ausgetauscht, sodaß das gesamte Core-Inventar dann nach drei Zyklen gegen ein frisches zyklisches ersetzt wird.

Die stationären Absorberelemente haben deshalb die Aufgabe, die zu Anfang einzubringende Überschußreaktivität zu kompensieren, welche die Kritikalität der Anordnung über die gesamte Standzeit gewährleistet. Nach Ablauf des ersten und zweiten Zyklus werden von diesen jeweils 3 Positionen durch zusätzliche Brennelemente ersetzt. Außerdem sind von den 109 Brennelementen zunächst 6 Positionen mit Natrium-Blindelementen belegt, die durch Ersatz mit Brennelementen eine mögliche reale Unterkritikalität gegenüber der theoretischen Berechnung ausgleichen sollen.

96 Brutelemente (BRE) bilden zwei unvollständige Ringe um das Core. Der radiale Reflektor besteht aus drei Reihen Stahlelementen (siehe Abbildung 3 und 4, Seite 38 und 39)/23/.

4.2 Modifizierung im Sinne der Zielsetzung

Für die Auslegung des Zielkerns wurde diese Struktur weitgehend beibehalten. Es ergaben sich zwangsläufig Änderungen durch Fortlassen der Hüllkästen und durch die veränderte Kühlstrategie. Einige willkürliche Änderungen erschienen auf Grund von Parametervariationen sinnvoll.

So wurden zunächst im Core und Blanket sämtliche Materialvolumenverhältnisse etwa um den Anteil des entfallenden Hüllkastenstahls vergrößert. Dieses macht für die kalten Dimensionen ($T = 20^\circ\text{C}$) einen Zuschlag von 11,65 % im Core und axialem Blanket aus, während im radialen Blanket die Änderung +11,42 % beträgt.

Gemäß der Zielsetzung eines möglichst gleichmäßigen Leistungs- bzw. Temperaturprofils (Formfaktoren gegen eins) sowie einer effektiveren Absorberwirkung durch stärkere Homogenisierung wurden die Absorberpositionen gleichmäßig über die innere Anreicherungszone verteilt. So wurde jedes dritte Element als "integriertes" Absorber-Brennelement (IABE) ausgebildet.

Im Gegensatz zu den Brennelementen mit 163 Brennstäben und 6 Stützstäben sind an den sechs Ecken des hexagonalen Elements sowie in der Mittelposition jeweils sieben Brennstäbe durch eine Absorberposition ersetzt. Die Halterung und Führung sind ähnlich wie bei Konstruktionen in DWR-Anordnungen vorgesehen.

Bei der Auslegung ist man von einem annähernd gleichen Brennstoff-Absorber-Volumenverhältnis ausgegangen. So kann später eine Anpassung an die notwendigen Reaktivitätswerte durch die Bor-10-Anreicherung vorgenommen werden.

Die freien Strömungsquerschnitte im Spalt zwischen benachbarten Elementen und der Kühlkanäle der Absorber wurden so ausgelegt, daß sich zunächst für alle axialen Einheitskanäle der gleiche Druckverlust ergibt. Das noch weitgehend unbekannte Widerstandsverhalten ¹⁾ für ein schräg angeströmtes Gitter blieb hierbei zunächst unbeachtet.

Die für die Kühlmittelführung vorgesehenen modifizierten Abstandshalter im radialen Blanketbereich wurden in den Berechnungen noch nicht berücksichtigt, da sie wegen ihrer peripheren Position vernachlässigbaren Einfluß auf die Neutronenökonomie haben.

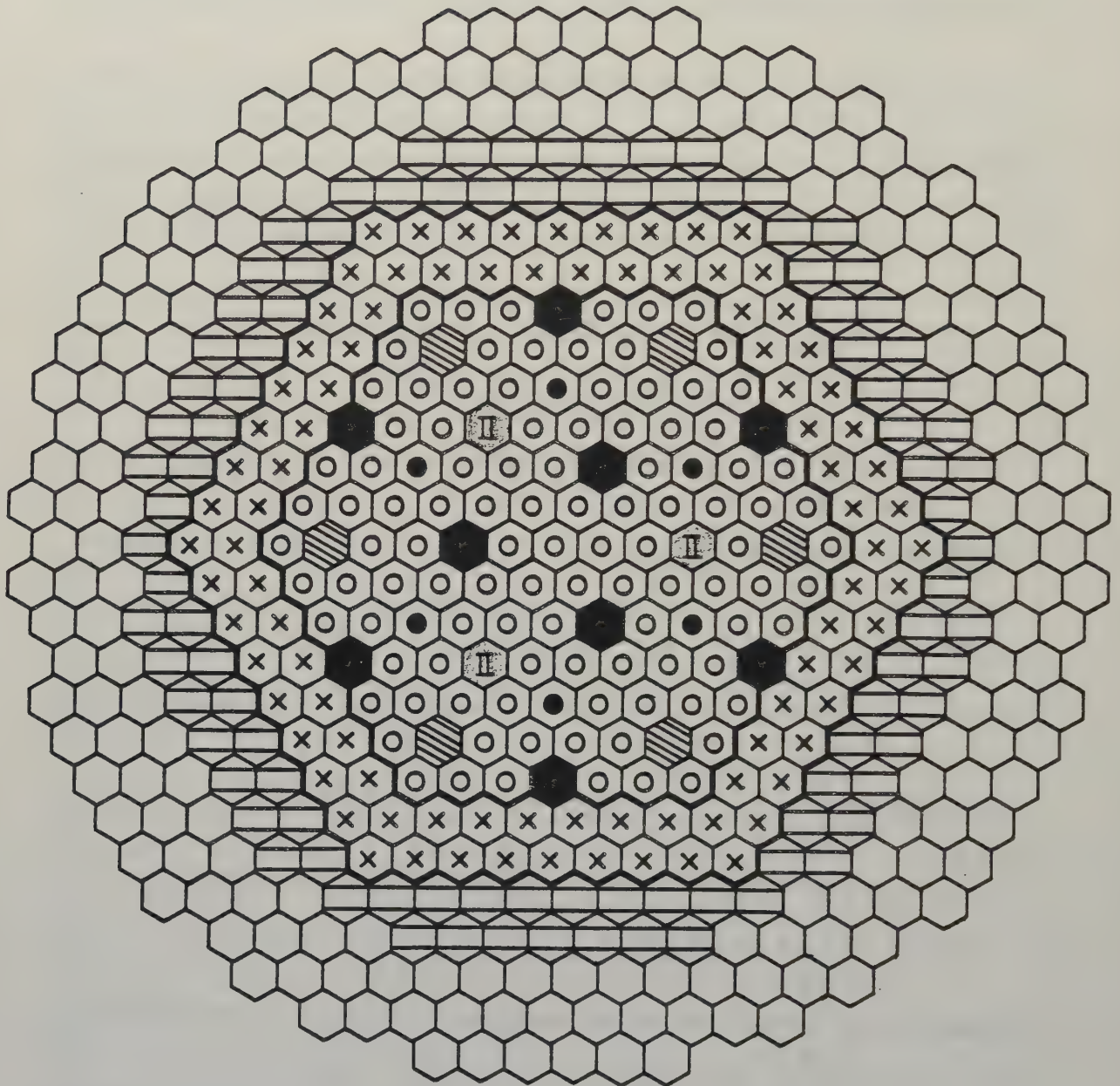
Bei der Festlegung der Spaltstoffanreicherung und Abbrandstrategie ergab sich die Möglichkeit, das radiale Blanket auf drei unvollständige Reihen zu erweitern. Zur weiteren Erhöhung des Brutfaktors und zur Festlegung einer Beladestrategie, die ein wirtschaftlicheres Zeitverhalten im Anfahrzyklus verspricht, wurden 30 Brennelemente wie erwähnt am Core-Rand durch Brutelemente ersetzt, die im Laufe der ersten zwei Zyklen wieder ausgetauscht werden (Abb.5 und 6, Seite 40,41).

1) Ein theoretischer Ansatz zur mathematischen Bestimmung eines Strömungsfeldes im offenen Core wurde von Ziegler vorgeschlagen /10/.

Materialtopologie und -Identifikation (zu Abb. 4 und 6)

	Material-Nr.	
Gebiet	KALO	Referenz
C1	1 } 2 } 3 } 4 } BE 5 IABE ohne Absorber 6 } 16 } 17 } 18 } IABE mit Absorber	1 } 2 } 3 } 4 } BE 5 }
C2	7 } 8 } 9 } 10 } BE	6 } 7 } 8 } 9 } BE
RBM	14 } 15 } BRE	10 } 11 } 12 } 13 } BRE
ABM	11 } 12 } 13 } Brutstoff	14 } 15 } 16 } Brutstoff
RFL	19 } 20 } 21 } SRF 22 NRFL	21 } 22 } 23 } 24 } SRF 25 NRFL

Abb.3: Querschnitt Referenzanordnung (1. Zyklus)



Regeltrimmelement



Brennelement (C2)



Brutelement



Brennelement (C1)



Stahlreflektor



Na-Blindelement



Stationäres Absorberelement



Zweitabschaltelement

Abb.4: R-Z-Topologie, Referenzanordnung

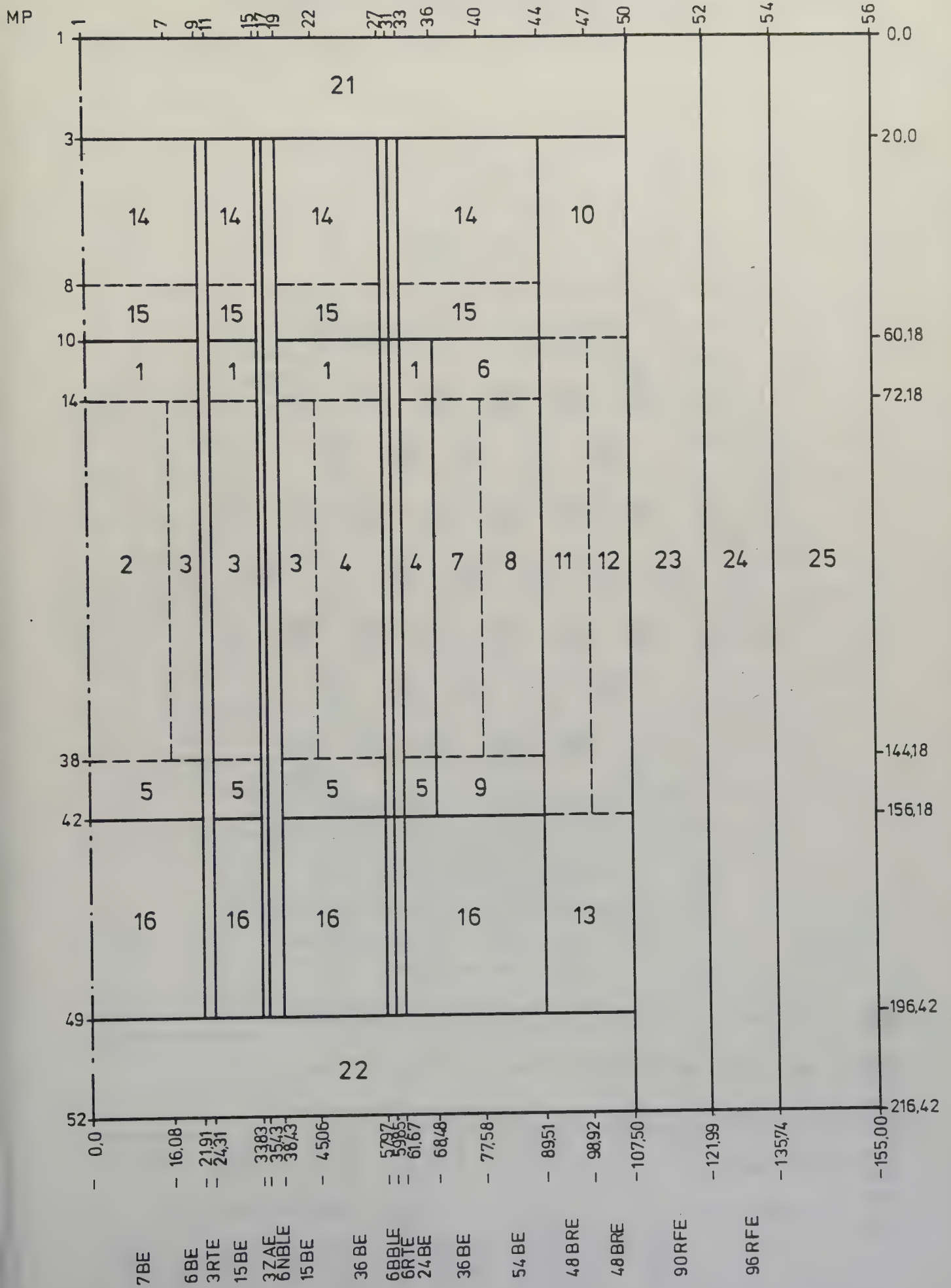
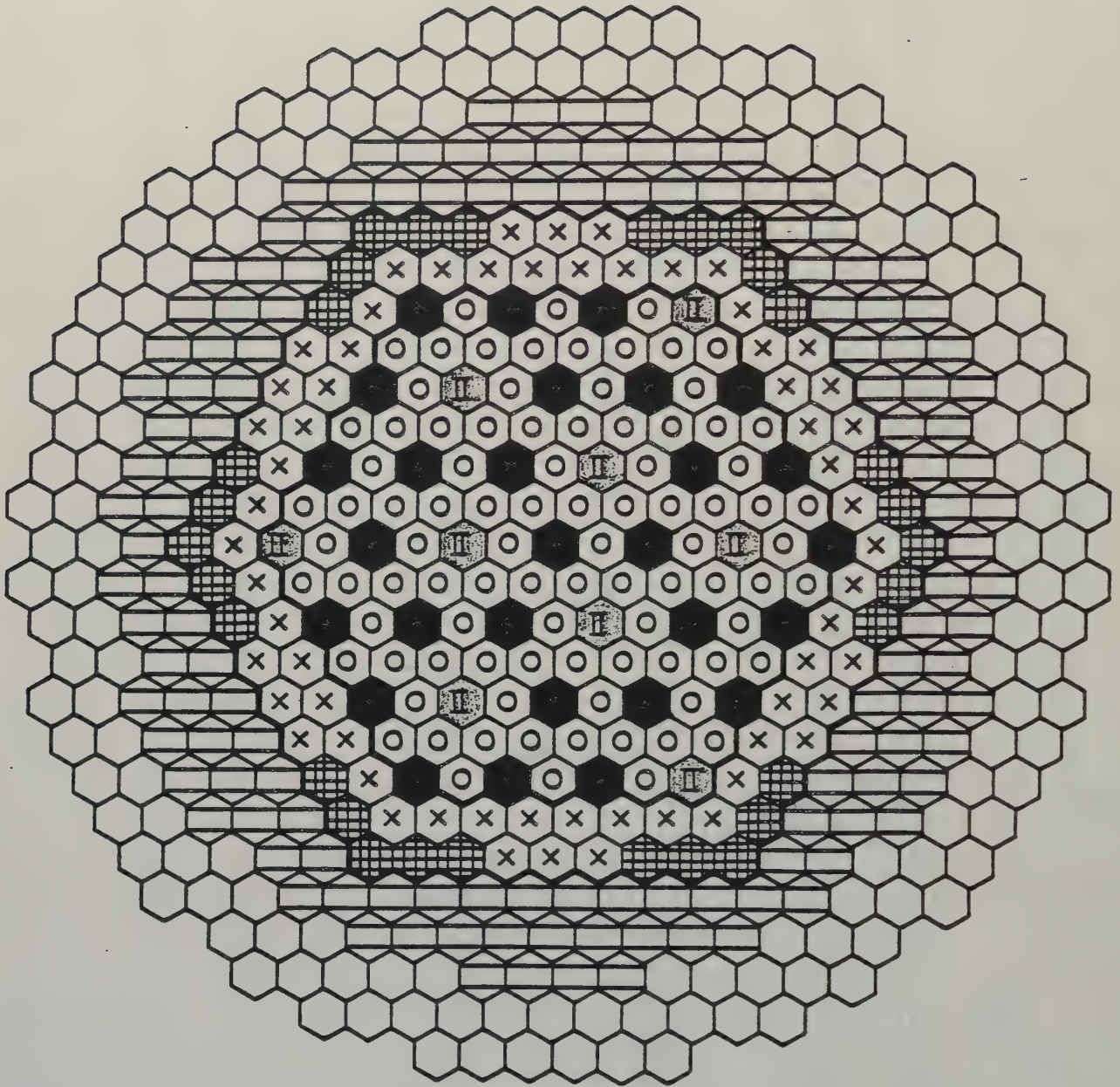


Abb.5: Querschnitt KALO-Anordnung (1. Zyklus)



IABE (Regel-, Trimm- und Erstabschaltsystem)



Erweiterte radiale Brutzone im Anfahrzyklus



IABE (Regel-, Trimm- und Zweitabschaltsystem)



Brutelement



Stahlreflektor



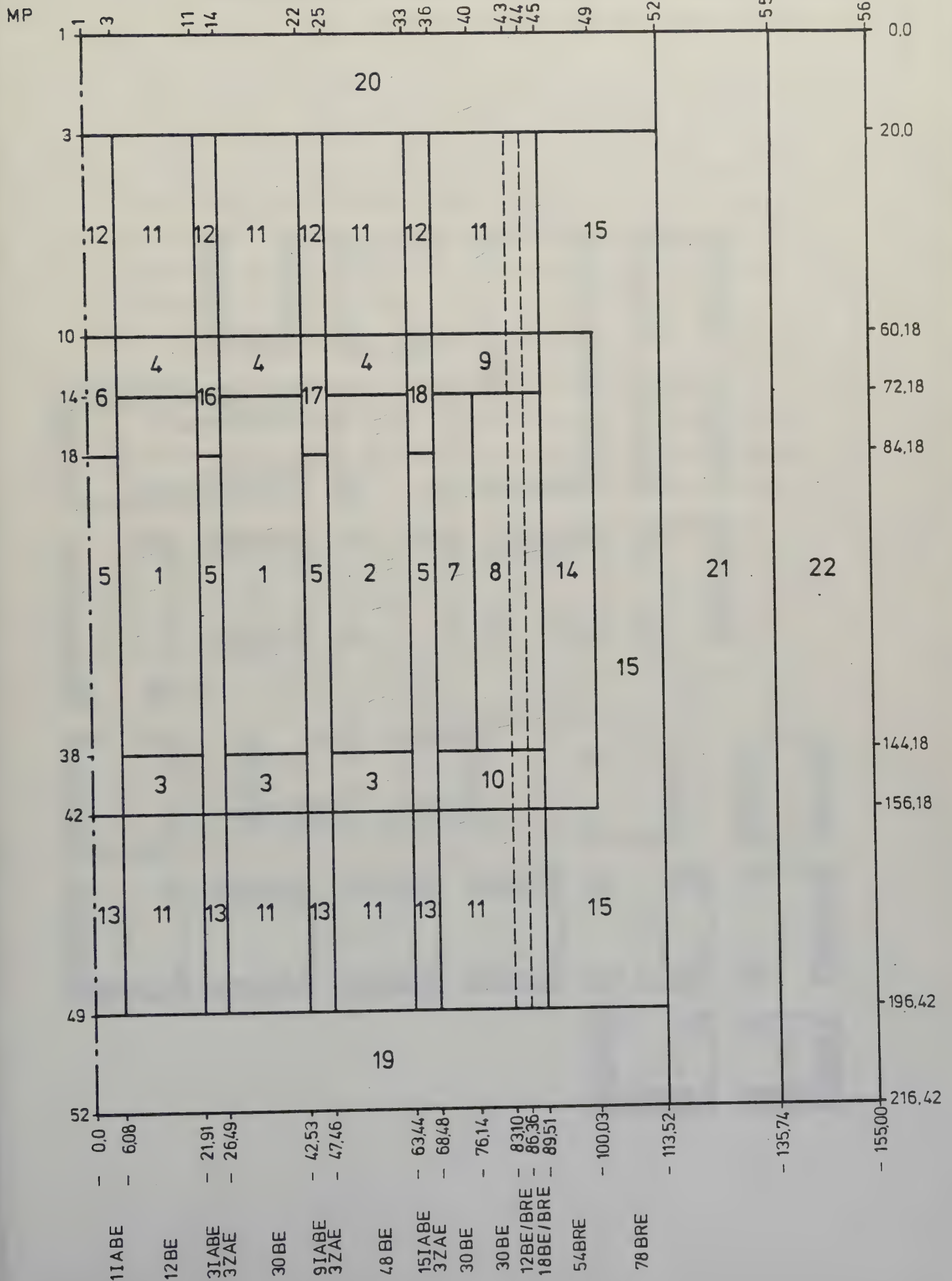
Brennelement (C2)



Brennelement (C1)

Abb.6: R-Z-Topologie, KALO:

Materialverteilung, Maschenpunktgitter, Geometriedaten



4.3 Durchrechnung

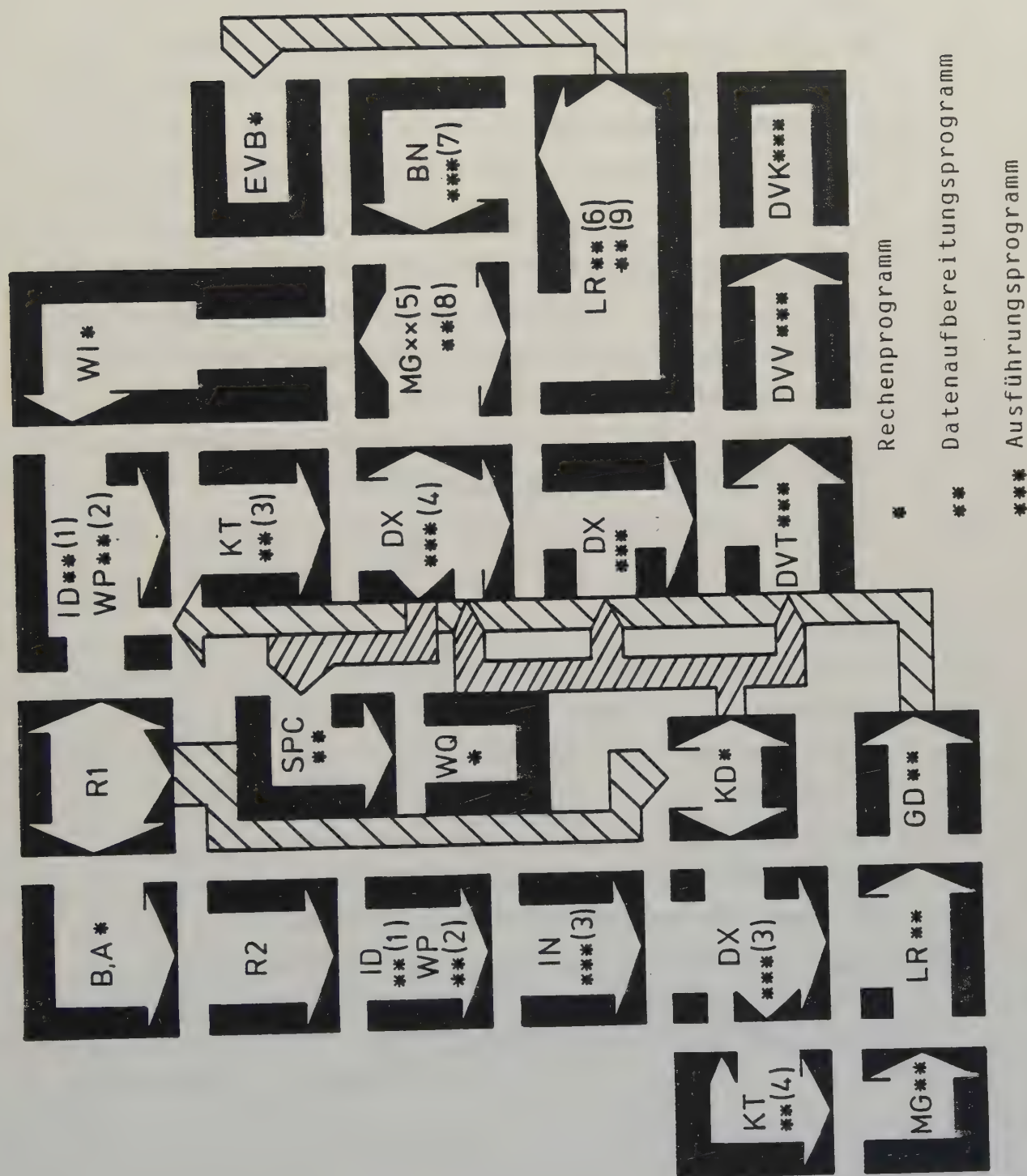
4.3.1 Allgemeines Rechenablauf-Schema

Die Durchrechnung erfolgte in drei größeren Abschnitten:

- Auslegungsvorschätzung anhand grobstrukturierter, einfacher analoger Rechengänge KALO/Referenz-Kern mit anschließendem ersten stationären ein- und zweidimensionalen Iterationsprozeß zur Bestimmung von Plutoniumanreicherungen sowie Fluß- und Leistungsverteilungen in 6 EG.
- Iterative Anreicherungsbestimmung gemäß Abbrandmodell, Erzeugung von Brutraten sowie reeller und adjungierter Flußfelder in 4 und 26 EG mit spektraler Korrektur und Aufstellung von Brennstoffbilanzen.
- Störungsrechnung zur Bestimmung kinetischer Parameter und wichtiger Reaktivitätsgrößen, Untersuchung relevanter Reaktionsraten zur quantitativen Belegung anordnungs-spezifischer Änderungseffekte.

Abbildung 7, Seite 43 zeigt den prinzipiellen zeitlich logischen Ablauf der verschiedenen Rechenstationen. Die Pfeilbreite kennzeichnet jeweils die Verzweigungspriorität.

Abb.7: Allgemeines Ablaufschema



4.3.2 Rechenmoduln

- R1 Aufbereitung der Materialien, Materialdichten, Volumenanteile, R-Z-Modell-Topologie

- B,A* Vorabschätzung und Berechnung relevanter Auslegungsdaten, wie z.B. Spaltstoffanreicherung etc. im Vergleich zum Referenzkern

- R2 Auswahl und Festlegung des Auslegungsmodells im Hinblick auf zu erwartende Brutraten durch Variation der radialen Blanketreihen

- ID* Berechnung und Aufbereitung der Materialkonzentration

- WP* Berechnung und Aufbereitung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte und Gruppenkonstanten

- IN* Eindimensionale Berechnung der Neutronengebietsflüsse in 26 Energiegruppen und k_{eff} -Suche mit Vorgabe eines universellen axialen Bucklings

- KD* Aufbereitung der geometrischen Zonen- und Maschenpunkt-
daten und Erstellen der Topologiedaten

- DX* Zweidimensionale Berechnung der Neutronengebiets-
und Punktflüsse in 26, 6 und 4 Energiegruppen sowie
 k_{eff} -Iteration

- DXA* (entsprechend) adjungierte Flüsse

- KT* Kondensation der Gebietsspektren, Materialwirkungs-
querschnitte und Gruppenkonstanten von 26 auf 6 bzw.
4 Gruppen

- MG* Berechnung und Aufbereitung von makroskopischen
Wirkungsquerschnitten und Konzentrationen und Ver-
teilung auf zugeordnete Topologiezonen.

- LR* Normierung der Neutronengebiets- und -Punktflüsse
gemäß vorgegebener Reaktorleistung. Berechnung von
Brutraten und ihrer Verhältnisse

- GD* Summation von Neutronengruppenflüssen zum normierten totalen Fluß
- BN* Berechnung der zeitabhängigen Konzentrationen und des Abbrandes
- EVb* Mittelung von Nukliddichten und -Gewichten sowie des Abbrandes
- WI* Aufbereitung von Konzentrationen zur Dichte- und Temperaturvariation für Störungsrechnungen
- DVT* Bestimmung von Reaktivitätskoeffizienten für Temperaturänderungen mit Störungsrechnung 1. Ordnung
- DVV* wie DVT* für Natriumdichteänderungen
- DVK* Bestimmung kinetischer Parameter, wie $\bar{\beta}_{eff}$ und Neutronen-Generationszeiten
- SPC* Aufbereitung der Volumen-Flußdichtespektren zu relativen energiegewichteten Flußverteilungen, Bestimmung relativer Abweichungen zweier Vergleichsspektren, und mittlerer Neutronenenergien und deren Darstellung
- WQ* Berechnung und Darstellung spezifizierter Reaktionsverhältnisse /22/

Die Modulbezeichnungen sind vom Verfasser willkürlich benannte Kürzel der tatsächlichen Programmnamen.

4.3.3 Schrittweise Optimierung

In [B,A*] wird ein schnell laufendes zweidimensionales Diffusionsprogramm in R-Z-Geometrie benutzt, daß für 1 EG mit analytischen Flußfunktionen unter anderem Plutoniumanreicherungen α (Gebiet) und Brutraten BR, IBR berechnet. Es wurden Ergebnisse von vier Parametervariationen dem Referenzfall gegenübergestellt:

Fall		$\hat{\alpha}(C1) [\text{a}/_0]$	$\hat{\alpha}(C2) [\text{a}/_0]$	BR(Reaktor)	IBR
KALO	I	15,40	20,61	1,1476	0,5680
	II	15,38	20,50	1,1028	0,5648
	III	15,12	20,27	1,1252	0,5808
	IV	15,36	20,39	1,0513	0,5650
Referenz		17,51	22,77	0,9596	0,4957

- I 5 Reihen BRE, ohne Stahlreflektor, ohne Umsetzen oder Umladen von Elementen
- II 3 Reihen BRE, 2 Reihen Stahlreflektor, ohne Umsetzen oder Umladen von Elementen
- III 3 Reihen BRE, 2 Reihen Stahlreflektor, mit Umladen eines Drittels der BE nach jedem Zyklus
- IV 2 Reihen BRE, 3 Reihen Stahlreflektor, ohne Umsetzen oder Umladen von Elementen

Gemäß Zielsetzung zeigt Fall III die günstigste Tendenz hinsichtlich Anreicherungen und Brutverhaltens. Da die wahren Referenzanreicherungen bekannt sind, wurden im Sinne einer Korrektur systematischer Fehler die unterschiedlichen Anreicherungen den Referenzwerten angepaßt:

$$\alpha(KALO) = \alpha(Ref.) \cdot \frac{\hat{\alpha}(KALO)}{\hat{\alpha}(Ref.)} \quad (46.1)$$

Die genaue Referenzanreicherung liefert einen Reaktivitätsüberschuß für den Abbrandhub und verschiedene Sicherheitszuschläge.

Demzufolge wurde ein Anfang- k_{eff} für KALO vorgeschätzt, das einem entsprechenden Abbrandhub angepaßt ist. Hierbei wurde die näherungsweise Proportionalität mit dem internen

Brutgewinn genutzt. $\Delta k_{\text{Abbr}} = (1 - \text{IBR})$, sodaß:

$$k_{\text{eff,anf.}}(\text{KALO}) = k_{\text{eff,end}}(\text{KALO}) + \frac{\zeta(\text{Ref.}) \cdot \Delta k_{\text{Abbr}}(\text{Ref.}) \cdot \text{STZN} \cdot \frac{(1 - \text{IBR}(\text{KALO}))}{(1 - \text{IBR}(\text{Ref.}))}}{N_{\text{Zykl.}}} \quad (47.1)$$

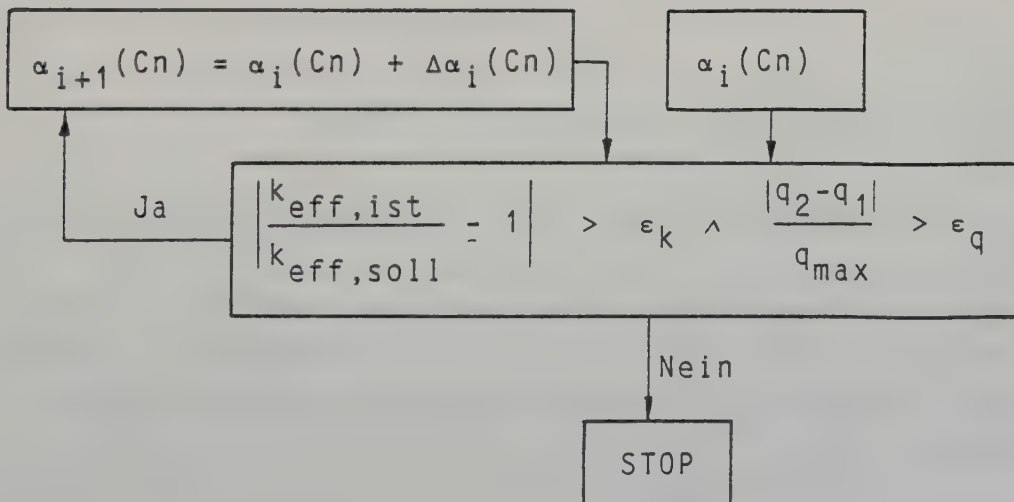
mit ζ dem mittleren Abbrandzustand, $N_{\text{Zykl.}}$ der Zyklusanzahl und STZN einer Standzeitnormierung.

Hinsichtlich der tatsächlichen Umlademöglichkeiten der Blind-elemente im Referenzfall wurde ein konservativer $\zeta(\text{Ref.})$ -Wert errechnet. Diese Abschätzung lieferte ein erstes Soll- k_{eff} (1.0739) zur nächsten Stufe der Anreicherungsiteration in einer eindimensionalen 26-Gruppen-Diffusionsrechnung in Zylindergeometrie [IN*]. Hierbei wurde für alle axialen Richtungen ein universelles geometrisches Buckling:

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{H + \delta H} \right)^2 = 6 \cdot 10^{-4} \quad (47.2)$$

mit δH der axialen Reflektorsparnis, vorgegeben. Dieser Wert wurde auf Grund der weitgehenden geometrischen und strukturellen Ähnlichkeit aus der Referenzrechnung übernommen.

Die aus diesen Rechnungen resultierenden Ist- k_{eff} -Werte wurden durch eine Anreicherungsiteration nach der Vorschrift optimiert:



$$\Delta\alpha(C1) = (-F_1 \cdot \frac{\Delta k}{k} + f_1 \cdot F_2(C2)) \cdot \alpha_{ist}(C1) \quad (48.1)$$

(48.1)

$$\Delta\alpha(C2) = (-F_1 \cdot \frac{\Delta k}{k} + f_2 \cdot F_2(C2)) \cdot \alpha_{ist}(C2)$$

$$\text{mit } F_2(C1) = (1 - \frac{L(C1)}{L(\text{Gesamt})}) \quad (48.2)$$

$$F_2(C2) = (1 - \frac{L(C2)}{L(\text{Gesamt})})$$

$$f_1 = \frac{q_2 - q_1}{q_{\max}}, \quad f_2 = \frac{q_1 - q_2}{q_{\max}} \quad (48.3)$$

wobei $L(\text{Gebiet})$ die Leistung und q_i die maximale Spaltquell-dichte bedeuten. Die Konstante $F_1 = 1,8$ wurde vom Referenzfall übernommen. Der erste Term in Gleichung (48.1) reguliert das Reaktivitätsniveau, der zweite berücksichtigt relative Wertigkeiten der einzelnen Anreicherungs-zonen.

Nach dieser Iterationsstufe ergab sich eine Abweichung vom Soll- k_{eff} von 3,8 % bei den Anreicherungen von $\alpha(C1) = 16$ % und $\alpha(C2) = 23$ %. Mit diesen Plutoniumanteilen wurde anschließend eine zweidimensionale 26-Gruppen-Diffusionsrechnung [DX*] durchgeführt.

Da jetzt für eine gegebene Anreicherungsverteilung die Abweichungen der multiplikationskonstanten k_{eff} zwischen den einzelnen Rechenläufen bekannt war, ließen sich hierauf aus Gründen der Rechenzeiteinsparung die Pu-Anreicherungen mit dem eindimensionalen Diffusions-Programm [IN*] nachiterieren. Dazu wurde das Soll- k_{eff} um den Betrag der Abweichung zur exakteren 2D-26EG-Diff.-Rechnung korrigiert.

Nach dieser Iterationsstufe lagen bei einem k_{eff} von 1,07563 die Anreicherungen von $\alpha = 15,45/23,56$ % vor. Mit den 26-Gruppen-Gebietsspektren sind dann die 26 EG-Konstanten auf 6 EG kontrahiert [KT*] worden, um verschiedene Zustände (variable Core-Grenze) mit 2D-Diffusionsprogrammen [DX*] zu berechnen /14/.

Zu Beginn des zweiten Rechenabschnittes wurden Materialtopologie und Stoffwerte noch einmal überarbeitet [R1]. Für die korrigierten Materialien wurden makroskopische Wirkungsquerschnitte errechnet [ID*, WP*] und mit vorher errechneten 26-Gruppenspektren auf 4 EG (Komplex: 4, 6, 10, 26) kontrahiert. Im Weiteren wurde dann iterativ die Anfangsanreicherung α^{Pu} angepaßt, sodaß nach Abbrandrechnung [DX*, MG*, LR*, BN*, MG*, DX*] die Anordnung im Endzustand ein $k_{eff} \approx 1,0$ erreicht.

Die raum- und energieabhängige Flußverteilung nach Gleichung (17.4) wurde für einen geschätzten mittleren Zustand mit 75 C2-Elementen und 1/4 eingefahrenen Absorbern (mit Natur-Bor-10-Anreicherung) berechnet. Dieses Vorgehen lieferte endgültig eine Anreicherung von 17,9/24,7 $\frac{a}{o}$. Anschließend wurden dann für den Endzustand reelle und adjungierte 26-Gruppenspektren sowie Leistungsdichten und Brutraten für verschiedene Zustände bestimmt.

4.4 Vergleichende Auswertung

Die wichtigsten Ergebnisse aus den durchgeführten Rechnungen sind im Anhang mit weiteren Kommentaren aufgeführt. Um neben der Darstellung der absoluten Daten einen relativen Vergleich zu ermöglichen, wurden die Ergebnisdaten in wesentlichen Teilen den Daten der Referenzanordnung und in einigen Punkten auch des Referenzfolgekerns sowie der französischen PHENIX-Anordnung gegenübergestellt.

Auf Grund dieser Gegenüberstellung lassen sich eine Reihe physikalischer Effekte anhand dieser Fallstudie deuten und ihre technisch-wirtschaftliche Relevanz beurteilen.

Die Auswirkungen teilweise unterschiedlicher Berechnungswege oder Rechenmodelle auf die Vergleichbarkeit werden im Rahmen prinzipieller wie auch quantitativer Genauigkeitsaussagen berücksichtigt. Die Analyse spezieller Eigenschaften wird auf wesentliche oder beispielhafte Punkte beschränkt.

5. Auswertung

5.1 Ergebnisse

(ausführliche Ergebnistabelle siehe Anhang)

5.1.1 Die gemäß dem beschriebenen Rechen- und Abbrandmodell bestimmten Plutonium-Anreicherungen im Brennstoff betragen im frischen Betriebszustand $17,9 \text{ a/o}$ in der inneren Spaltzone und $24,7 \text{ a/o}$ in der äußeren. Berücksichtigt man nachträgliche Korrekturen nach Punkt a bis d in Abschnitt (8.2.1), erhöhen sich die Werte im Mittel um etwa $0,8 \text{ a/o}$.

5.1.2 Die sich im zeitlichen Mittel einstellende Brutrate liegt bei dem weitgehend unveränderlichen Wert von etwa 1,20, wobei der Anteil der internen Brutrate einen Wert von 0,64 am Ende des ersten Gleichgewichtszyklus (3.Z.E.) ergibt (Siehe Brutratendefinition 27.1).

5.1.3 Der Gesamteinsatz an Plutonium und Uran bei der errechneten mittleren Plutoniumanreicherung gemäß Abbrandmodell ohne Korrektur ist zu Beginn des ersten simulierten Zyklus 25.007 kg oder 1.018 kg äquivalentem Plutonium-239-Gewicht (angewandte Definition des Äquivalentgewichtes, siehe Seite 30). Von dieser Menge befinden sich 5.354 kg oder 946 kg (äquiv.) im aktiven Core. Der gesamte Plutoniumanteil liegt bei 1.087 kg (922 kg äquiv.).

Die Gesamtladung an Pu_9 -äquivalentem Spaltstoff beträgt für die drei Zyklen 1.187 kg, davon 1.144 kg im Core. Da Auslademengen und Verbrauch an Brennstoff auf Grund des gewählten Rechenmodells nicht bestimmt werden können, ist ein Effektivverbrauch an Plutonium-239-Äquivalentgewicht im Core-Bereich von 92,4 kg errechnet worden.

In Übereinstimmung mit der über 1,0 liegenden Gesamtbrutrate ist dann für den betrachteten Zeitraum der ersten drei Zyklen für die Gesamtanordnung auch ein Gewinn an Spaltstoff von 17,4 kg Äquivalentgewicht zu verzeichnen.

5.1.4 Die auf eine gesamte thermische Leistung von 756 MW normierte Anordnung hat im Gleichgewichtszustand eine mittlere Leistungsdichte von ca. 286 W/cm^3 im Corebereich und 106 W/cm^3 im gesamten energieerzeugenden Volumen. Die mittlere maximale Längenleistung unter gleichen Bedingungen liegt bei 310 W/cm mit einer maximalen Wärmestromdichte von ca. 155 W/cm^2 .

5.1.5 Der Reaktivitätsverlust durch Abbrand über drei Zyklen beträgt für die zu Grunde liegende Beladestrategie $\Delta\rho_{\text{Abbr}} = 1,886 \%$. Der mittlere Verlust an Reaktivität je Zyklus liegt bei ca. $1,675 \%$. Für die Austausch-Brennelemente ergibt sich im frischen Kern ein mittlerer Reaktivitätswert von etwa $\Delta\rho = 1,05 \%$ je BE. (Siehe Diagr. 4, Seite 61 und Erläuterung Anhang 8.2.3)

5.1.6 Für die kinetischen Parameter lassen sich folgende Ergebnisse angeben:

Die mittlere Generationszeit der prompten Neutronen für die gesamte Anordnung beträgt $4,69 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$.

Bei einem mittleren Anteil verzögerter Neutronen über alle Zerfallsgruppen $\bar{\beta}_{\text{eff}}$ von $3,53 \%$ und einer effektiven mittleren Zerfallskonstanten der Mutterkerne für verzögerte Neutronen $\bar{\lambda}_{\text{eff}} = 0,08844$ ergibt sich als Lebensdauer einer gesamten Neutronengeneration ein Wert von $\bar{I}_{\text{ges}} = 3,991 \cdot 10^{-2} \text{ sec}$.

Die gesamte mittlere Neutronenausbeute beträgt $2,924$ Neutronen pro Spaltung bei einer mittleren Neutronenenergie von $0,4451 \text{ MeV}$. Für den Core-Bereich liegen diese Werte bei $2,935 \text{ n/Spalt.}$ bei $0,500 \text{ MeV}$ mittlere Neutronenenergie.

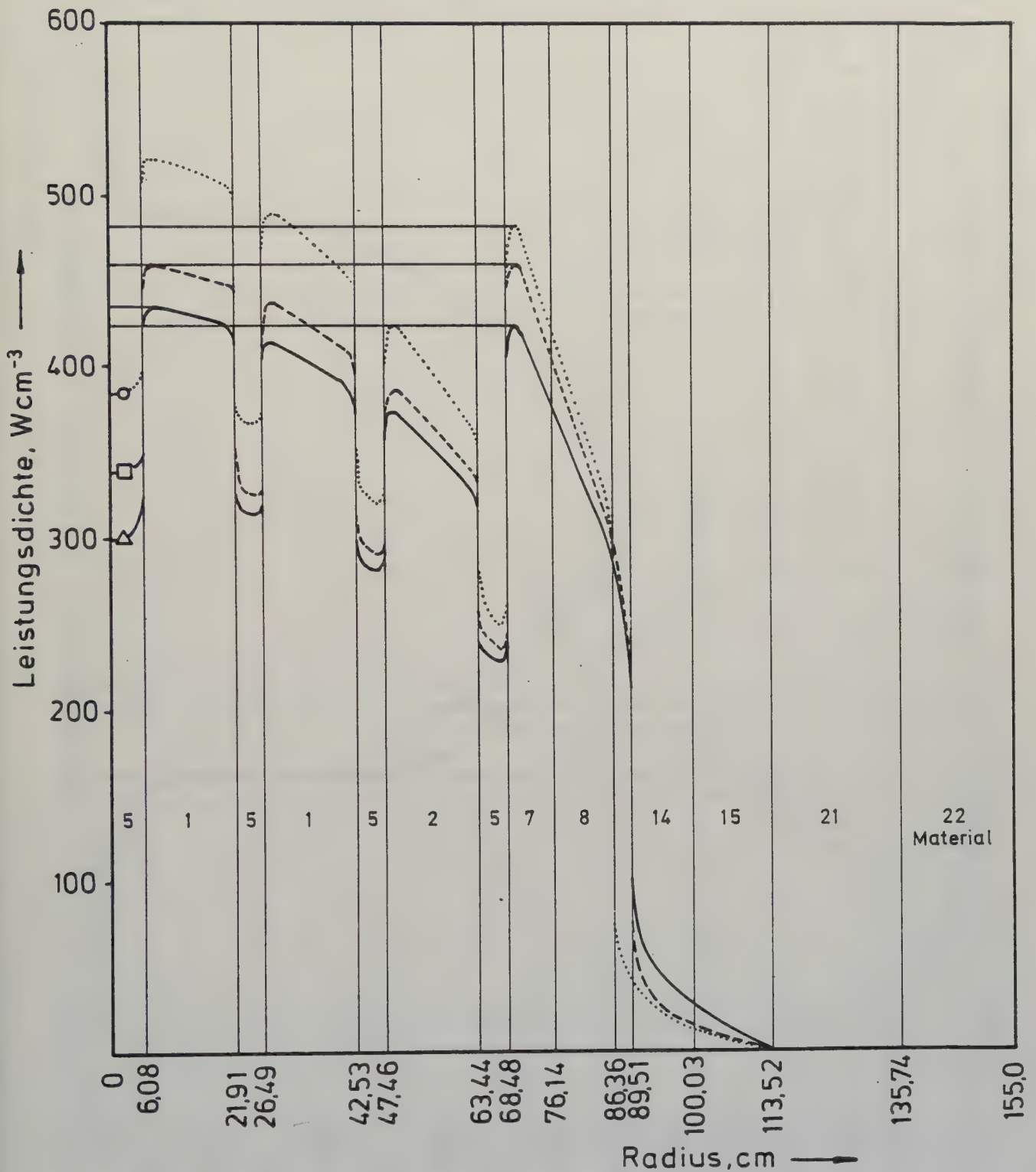
5.1.7 Die Berechnung der Natriumdichte-Koeffizienten für den Vollastzustand bei ausgefahrenen Absorbern am Ende des 3. Zyklus liefert einen Wert von $\Delta\rho_N / \frac{\Delta N}{N} = 1,32 \%$ ($\Delta\rho = 1\% \approx 3,53 \%$) für das Reaktorvolumen ohne Reflektorbereich.

Da die berechneten Koeffizienten gegenüber jenen eines 3D-hexagonalen Modells stark abweichen, sind im Anhang 8.2.9, Seite 148 Korrekturen angegeben, welche die gebietsabhängigen systematischen Fehler berücksichtigen. Für den genannten integralen Wert kann man eine Reduzierung um ca. 30 % abschätzen. Für den Core-Bereich erhält man $\Delta\rho_N/\frac{\Delta N}{N} = 3.49$ \$ ohne Berücksichtigung einer Zylindrisierungskorrektur von ca. -20 %.

Die Ergebnisse für den Void-Effekt wurden analog zu den Ergebnissen von Störungsrechnungen 2. Ordnung korrigiert. So lassen sich für den maximalen Void $\Delta\rho_{V,max} = +4,57$ \$ und für den totalen (ohne Reflektor) -0,62 \$ angeben (siehe dazu Kommentar in Abschnitt 6, Seite 123).

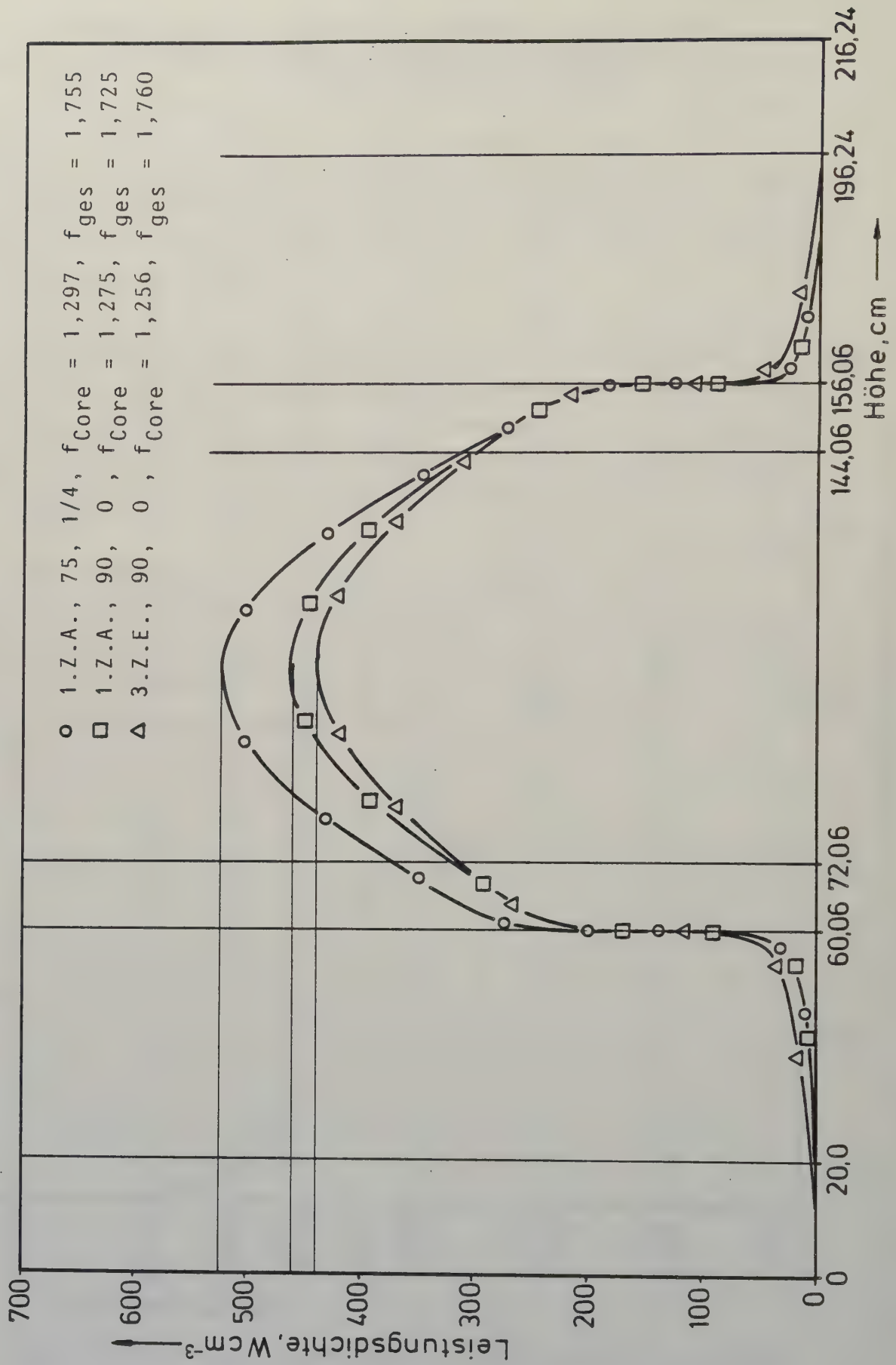
5.1.8 Der Dopplerkoeffizient im Core-Bereich beträgt $\Delta\rho_D/\Delta T = -0,11$ º gemäß R-Z-Rechnung. Die Modellkorrektur vergrößert den Betrag dieses Wertes um ca. 27 %. Der Gesamtwert für die Anordnung liegt bei -0,17 º (bzw. +23 % $|\Delta\rho_D/\Delta T|$ Zylindrisierungskorrektur).

Diagr.1: Leistungsdichteverteilung in radialer
Traverse maximalen Flußes



- 1.Z.A., 90 C2-E1., Abs. 0 , ax. MP 26, $f_{Core} = 1,215$, $f_{ges} = 1,387$
- 1.Z.A., 75 C2-E1., Abs. 1/4, ax. MP 27, $f_{Core} = 1,276$, $f_{ges} = 1,495$
- △ 3.Z.E., 90 C2-E1., Abs. 0 , ax. MP 26, $f_{Core} = 1,222$, $f_{ges} = 1,402$

Diagr.2: Leistungsverteilung in axialer Traverse
(Heißkanal, C1-Zone, rad. MP 4)



Diagr.3: Leistungsdichteverteilung in axialer Traverse (RBM)

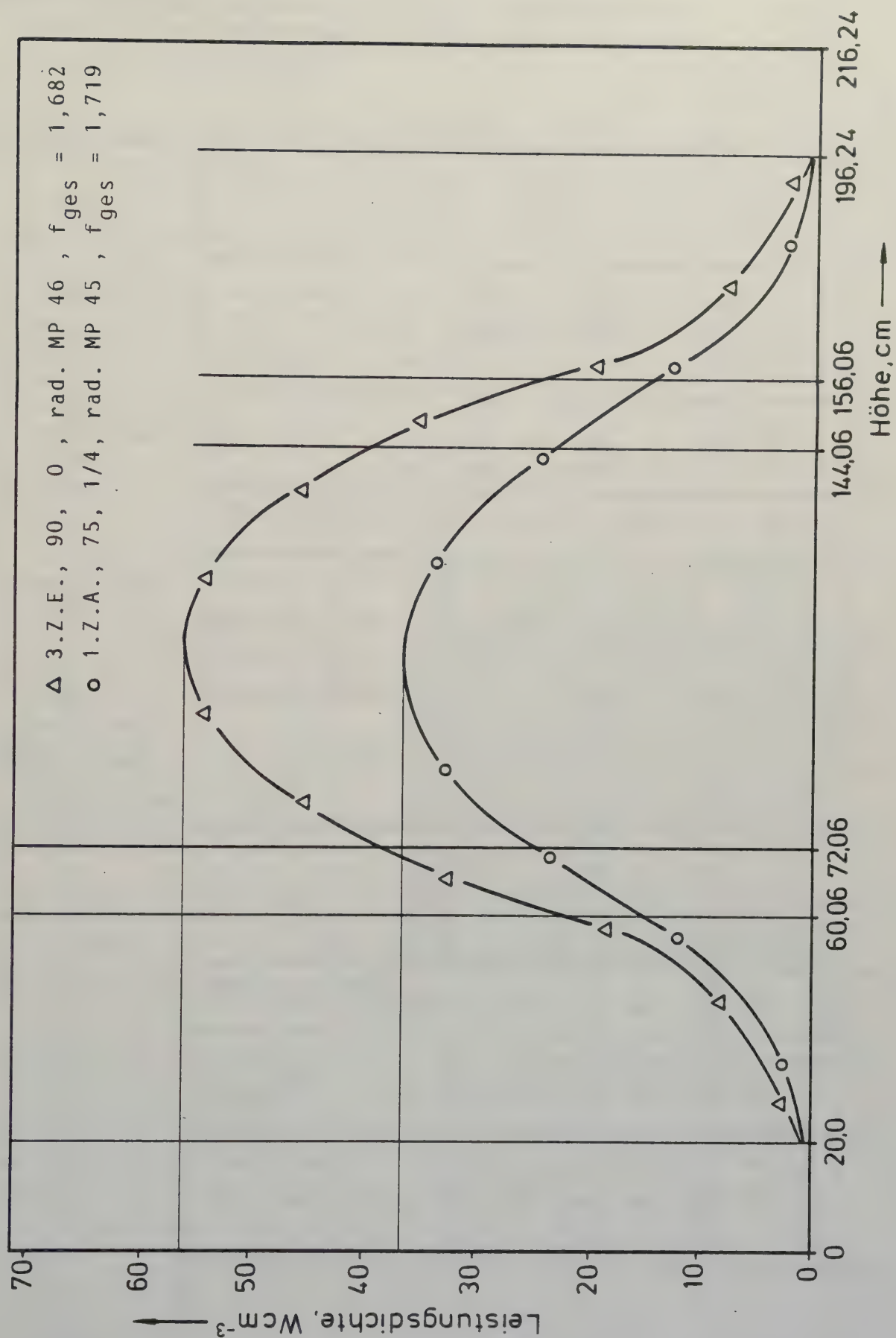
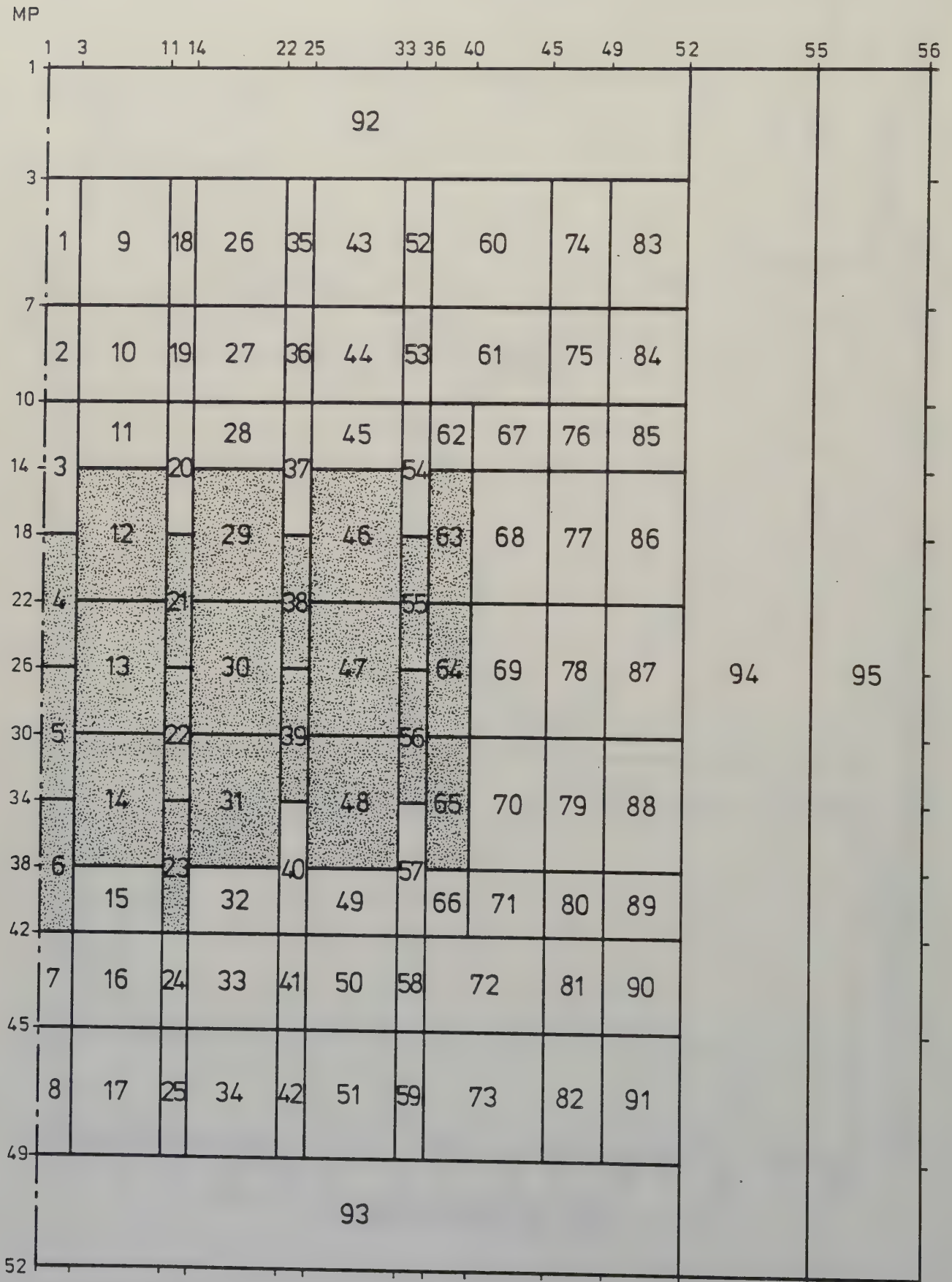


Abb.8: Zonentopologie für Natriumdichte- und Dopplereffekt
(Bereiche positiver Natriumdichte-Koeffizienten)



5.2 Diskussion der Ergebnisse

5.2.1 Referenzvergleich

5.2.1.1 Vergleicht man die Ergebnisse für den Brennstoff- bzw. Plutonium-Einsatz mit denen der Referenzrechnungen, lassen sich für den Zustand frischer Beladung folgende Zahlen gegenüberstellen:

Tab. 57.1			KALO	Referenz	Abweichung
Anreicherung [$^a/\text{o}$]	(C1)		17,9 (18,7)*	23,7	-5,8 $\pm$ -24,5 % rel.
	(C2)		24,7 (25,6)*	33,3	-8,6 $\pm$ -25,8 % rel.
Inventar [kg]	U	Core	4.273	3.685	+588 $\pm$ +16 %
		Reaktor	23.925	16.169	+7.756 $\pm$ +48 %
	Pu	Core	1.060	1.455	-395 $\pm$ -27 %
Gesamtzuladungen über 3 Zyklen, Pu ₉ -Äquivalentgewicht [kg]			1.187	1.318	-131 $\pm$ -10 %

* siehe 5.1.1, Seite 50

Die Reduzierung der kritischen Plutoniummenge um mehr als ein Viertel der Referenzmenge entspricht der prinzipiellen Erwartung für dieses Konzept.

Die Beurteilung der Brutraten, des Abbrand-Reaktivitätshubes, des gesamten effektiven Verbrauchs an Pu-239-Äquivalentgewicht und des Abbrandes führt zu einer Bestätigung einer wirtschaftlicheren Brennstoffversorgung (Diagr. 4 - 15, ab Seite 61).

Tab. 58.1		KALO	Referenz	Abweichung
mittlere ^{*1)} Brutraten	Core	0,64	0,45	+ 0,19 $\hat{=}$ + 42 %
	Reaktor	1,20	0,96	+ 0,24 $\hat{=}$ + 25 %
$\Delta \rho_{\text{Abbr}}$ [%]	gesamt	1,89	3,2	- 1,31 $\hat{=}$ - 41 %
	pro Zyklus	<1,68>	<2,77>	- 1,09 $\hat{=}$ - 39 %
Gesamter Effektivverbrauch (-) bzw. Gewinn (+) an Pu_9 -Äqu. Gewicht [kg]	Core	-92,41	-178,5	Verbr. - 86 $\hat{=}$ - 48 %
	BM	+109,8	+162,85	Gewinn - 53 $\hat{=}$ - 33 %
	Reakt.	+17,4	-15,65	Gewinn + 33
Abbrandverhältnis ^{*2)} $A_{\text{KALO}}/A_{\text{ref.}}$ [A] = [MWd/kg _{äqu.}]	Core	—	—	+ 15,6 %
	BM	—	—	(- 48,5 %)
	Reakt.	—	—	+ 11,4 %

*) siehe Kommentar 1) (Anhang: 8.2.4.1, Seite 135)

2) (Anhang: 8.2.4.3, Seite 143)

5.2.1.3 Die Ergebnisse der Leistungsverteilungen weisen im Vergleich einige nachteilige Abweichungen auf, die sich durch Änderung des Anreicherungsverhältnisses $\alpha(C1)/\alpha(C2)$ jedoch weitgehend korrigieren lassen.

Tab. 58.2		KALO	Referenz	Abweichung
Gebietsleistungsdichten [W/cm ³]	Core	318	293	+ 25 $\hat{=}$ + 8,5 %
	Reaktor	106	117	- 11 $\hat{=}$ - 9,4 %
max. Wärmeströmdichte q^f [W/cm ²]		185	190	- 5 $\hat{=}$ - 2,6 %
max. Längenleistung q^1 [W/cm]		370	360	+ 10 $\hat{=}$ + 2,8 %

5.2.1.4 Zum Vergleich der Reaktivitätskoeffizienten der Natriumdichteänderung und des Natrium-Void-Effektes ist noch einmal festzustellen, daß für die kastenlose Anordnung nur Natriumdichteeffekte in Zylindergeometrie für kleine Dichteänderungen in Störungsrechnung 1. Ordnung bestimmt wurden. Es wurde der 3. Z.E. zunächst für ausgefahrene Regelstäbe betrachtet, während die Referenzdaten für Standzeitende mit ein Viertel eingefahrenen Regelstäben für den näherungsweisen Vergleich gegenüberstanden.

Die Gebietswerte für den Void-Effekt (Anhang: 8.2.9., Seite 148) wurden durch Korrektur der Dichtekoeffizienten in Analogie zum Referenzfall für eine hexagonale 3D-Geometrie bestimmt.

Tab. 59.1		KALO	Referenz	Abweichung
Na-Dichte-Koeff.	Core	+1,23 (+3,49)	+1,21 (4,00)	+0,02 $\pm$ 1,7 % rel.
$\Delta\rho_N / \frac{\Delta N}{N}$ [%] (§§)	Reakt.	+0,467 (+1,32)	+0,67 (2,21)	(-0,51 $\pm$ -12,8 % rel.) -0,204 $\pm$ -30,4 % rel. (-0,89 $\pm$ -40,3 % rel.)
Doppler-Koeff.	Core	$-3,939 \cdot 10^{-4}$ (-0,1116)	$-2,163 \cdot 10^{-4}$ (-0,0713)	$-1,776 \cdot 10^{-4} \pm -82,2$ % rel. (-0,04 $\pm$ -56,5 % rel.)
$\Delta\rho_D / \Delta T$ [%] (§§)	Reakt.	$-5,899 \cdot 10^{-4}$ (-0,1671)	$-4,511 \cdot 10^{-4}$ (-0,1486)	$-1,388 \cdot 10^{-4} \pm -30,8$ % rel. (-0,0185 $\pm$ -12,4 % rel.)
Na-Void-Effekt	Core	+0,66 (+1,87)	+0,821 (+2,71)	-0,161 $\pm$ -19,6 % rel. (-0,84 $\pm$ -31 % rel.)
$\Delta\rho_V$ [%] (§§)	total	-0,22 (-0,62)	+0,197 (0,65)	
	max.	+1,61 (+4,57)	+1,44 (+4,75)	+0,17 $\pm$ +11,8 % rel. (-0,18 $\pm$ -3,8 % rel.)

Bei Gegenüberstellung der Reaktivitätsänderungen in § zeigen sich hier in allen Fällen Vorteile für die kastenlose Anordnung. Die Unterschiede für den totalen und maximalen Void sind mit gewissem Vorbehalt angeführt. Die Ungenauigkeiten der Koeffizienten-Korrektur können hier einen relativ großen Einfluß gewinnen.

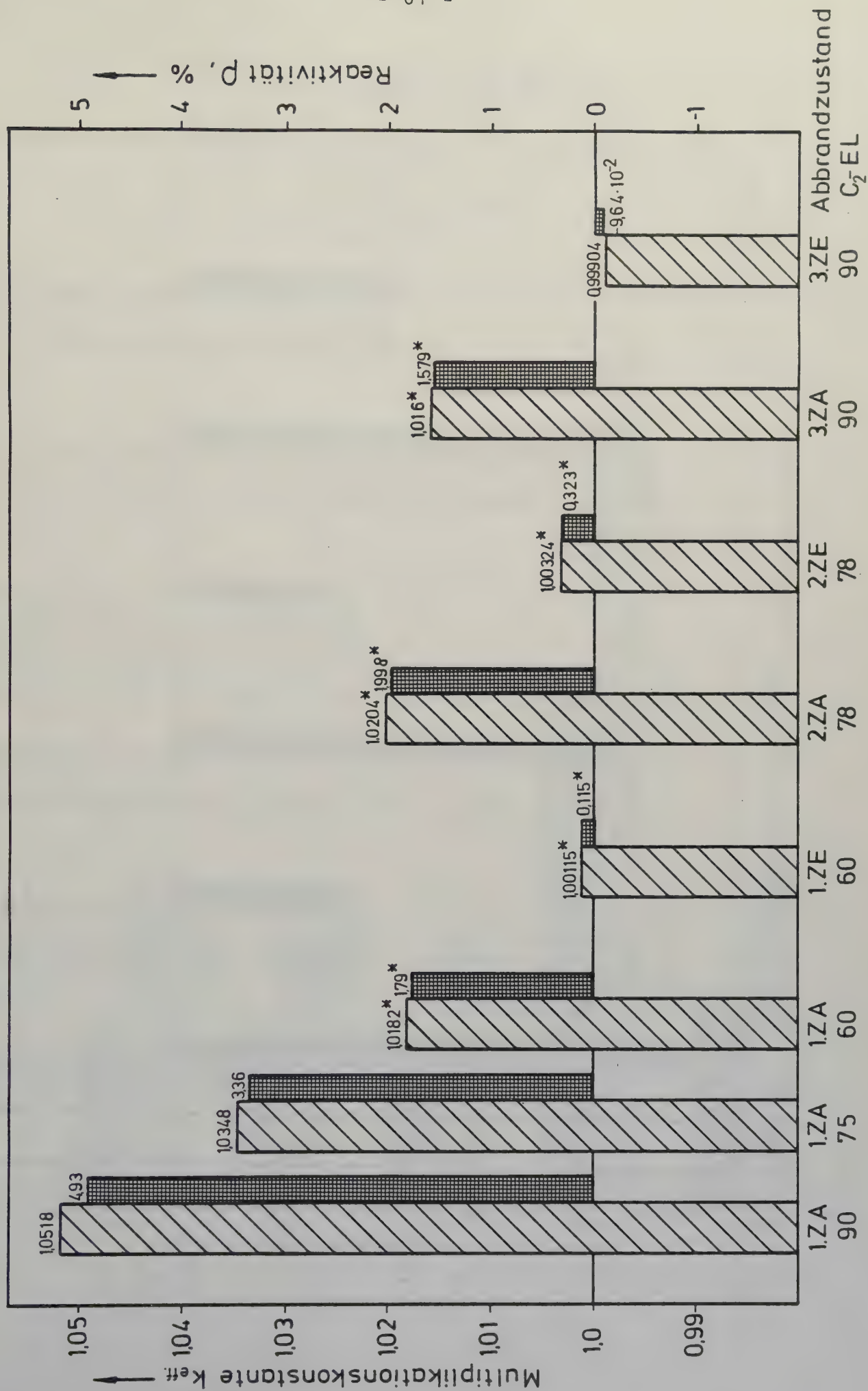
5.2.1.5 Bei den kinetischen Parametern lassen sich folgende Zahlen gegenüberstellen:

Tab. 60.1	KALO	Referenz	Abweichung
mittlere Generationszeit der prompten Neutronen: $\bar{l}_p$ [10^{-7} s]	4,69	4,62	+0,07 $\pm$ +1,5 %
gesamte mittlere Lebensdauer aller Neutronen: $\bar{l}_{ges}$ [10^{-2} s]	3,991	3,792	+0,194 $\pm$ +5,1 %
mittl. Anteil der verzögerten Neutr. an einer Generation: $\bar{\beta}_{eff}$ [%]	0,353	0,3053	+0,048 $\pm$ +15,6 % rel.
mittlere Lebensdauer der verzögert. Neutronen: $\bar{l}_V$ [s]	11,307	11,507	-2,0 $\pm$ -1,7 %

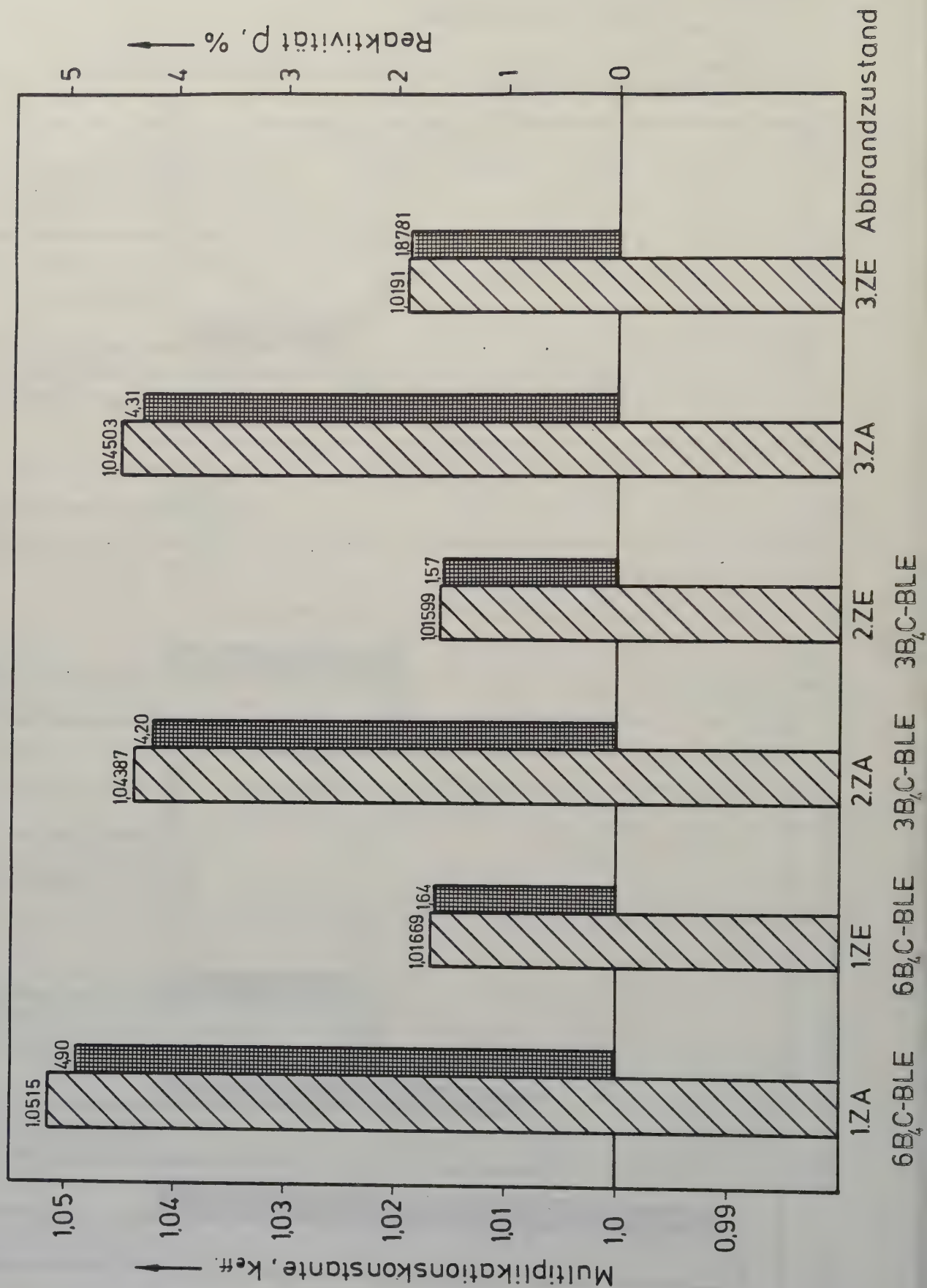
Diese Werte deuten prinzipiell auf eine mildere zeitliche Reaktion des Neutronenflusses auf Reaktivitätsänderungen hin (Anhang: 8.2.8. Seite 148). Bei dem Vergleich jeweils prompt kritischer Zustände stellt sich die zeitliche Flußverteilung ungünstiger dar, da auf Grund des größeren Anteils der verzögerten Neutronen ein größerer Absolutwert der Reaktivität dem Referenzwert gegenübersteht (Referenzdatenquelle /25/).

Graphische Ergebnisdarstellungen: Diagr. 4-15, Seite 61 bis 70.

Diagr. 4: Abbrandreaktivitätsverhalten, KALO (17.9/24,7 a/0)



Diagr. 5: Abbrandreaktivitätsverhalten, Referenzanordnung



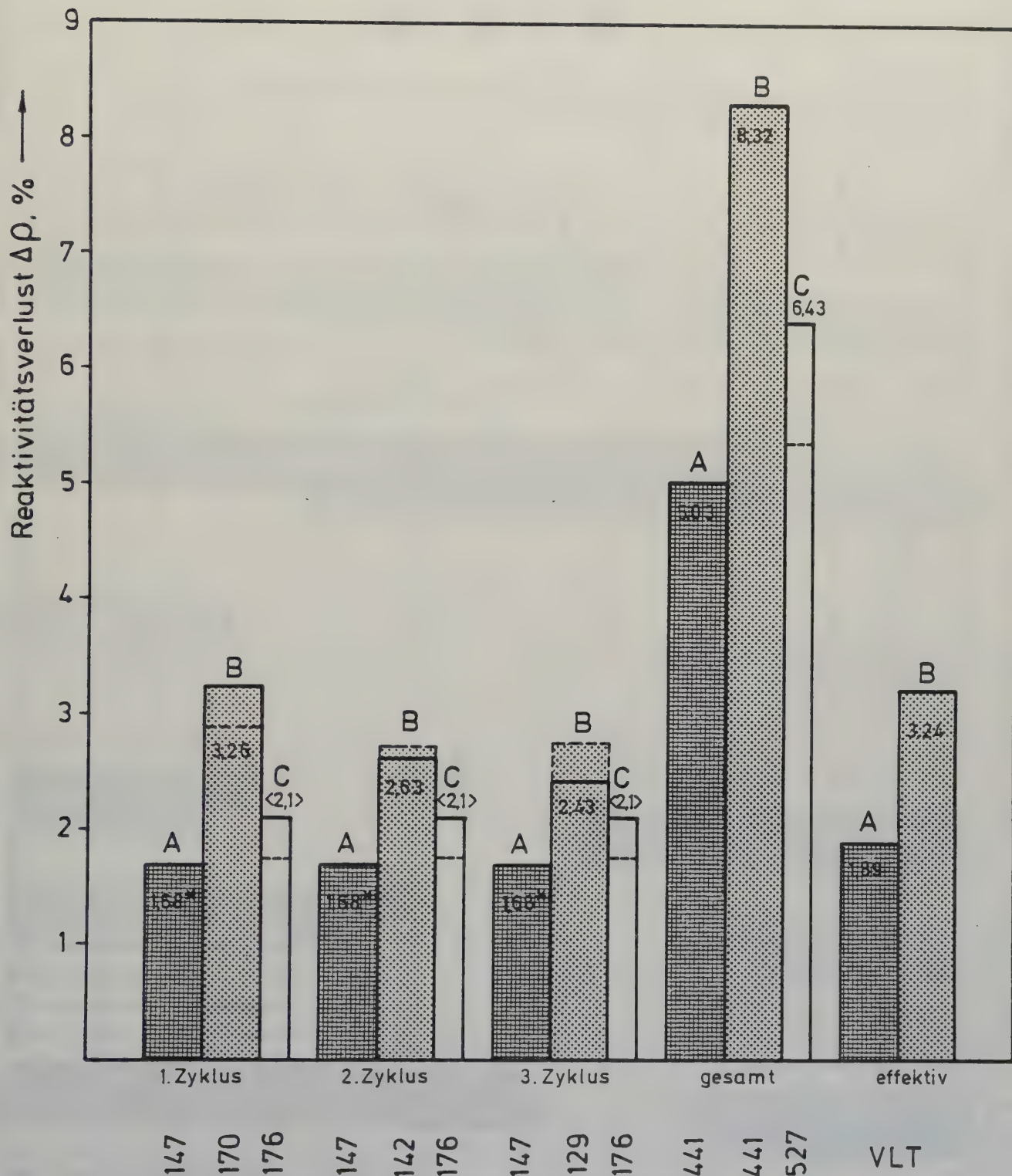
Diagr.6: Reaktivitätsverlust durch Abbrand

A $\hat{=}$ KALO

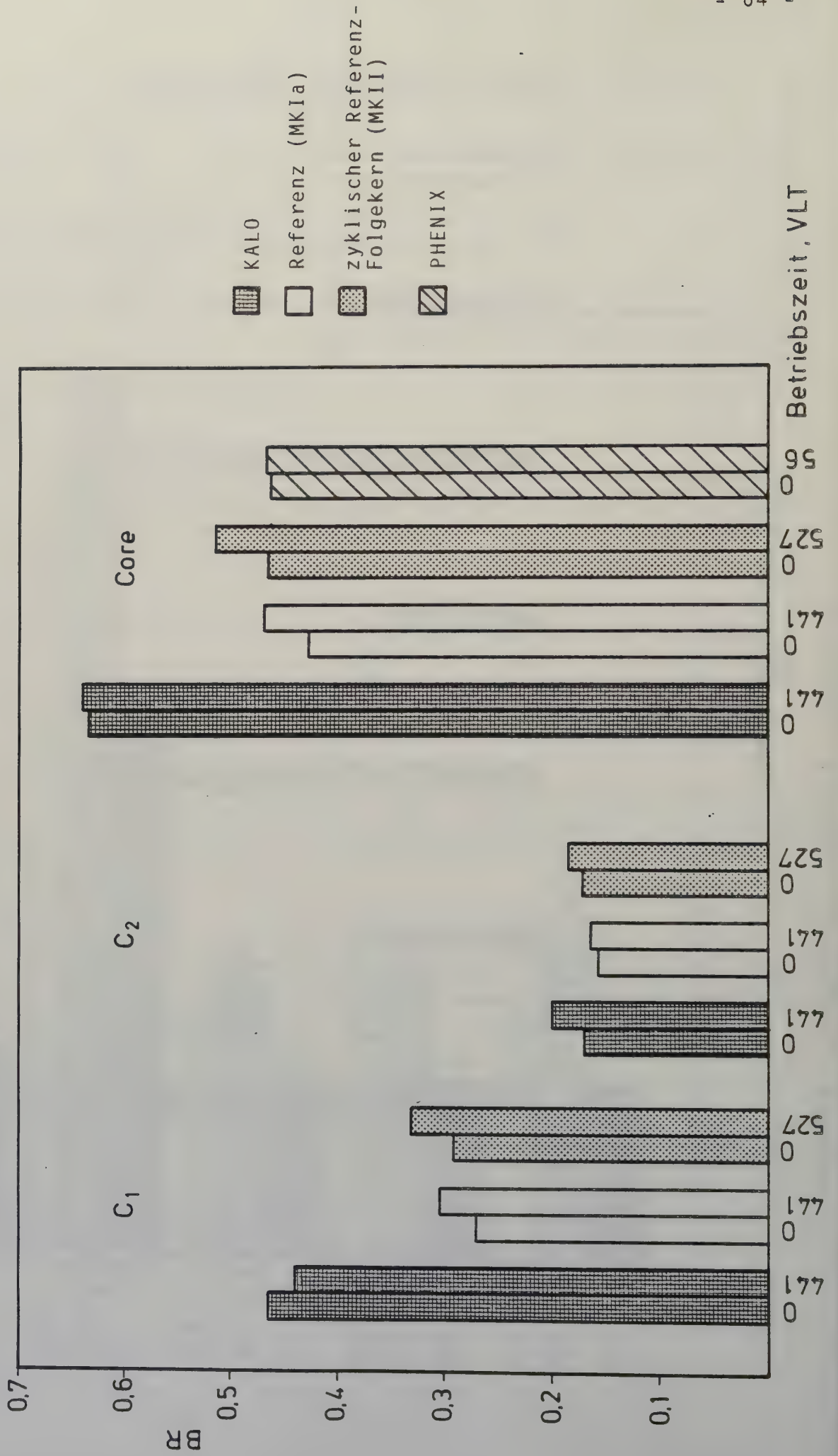
B $\hat{=}$ Referenz (Mark Ia)

C $\hat{=}$ Zykl. Referenz-Folgekern (Mark II)

--- auf die Abbrandzeit von A normierte Werte

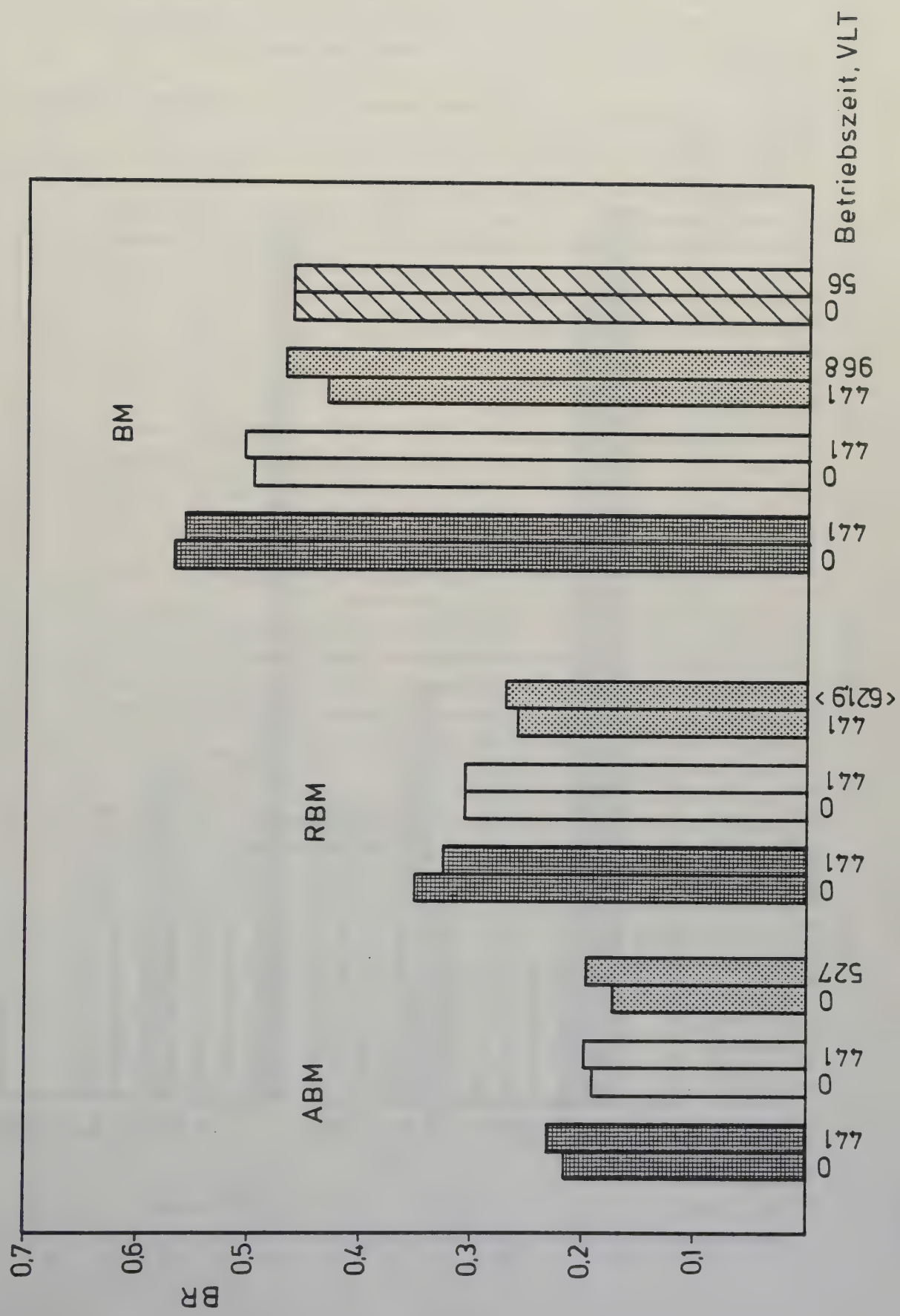


Diagr.7: Brutratenverhältnisse (Corebereiche)



Diagr.8: Brutratenverhältnisse (Brutbereiche)

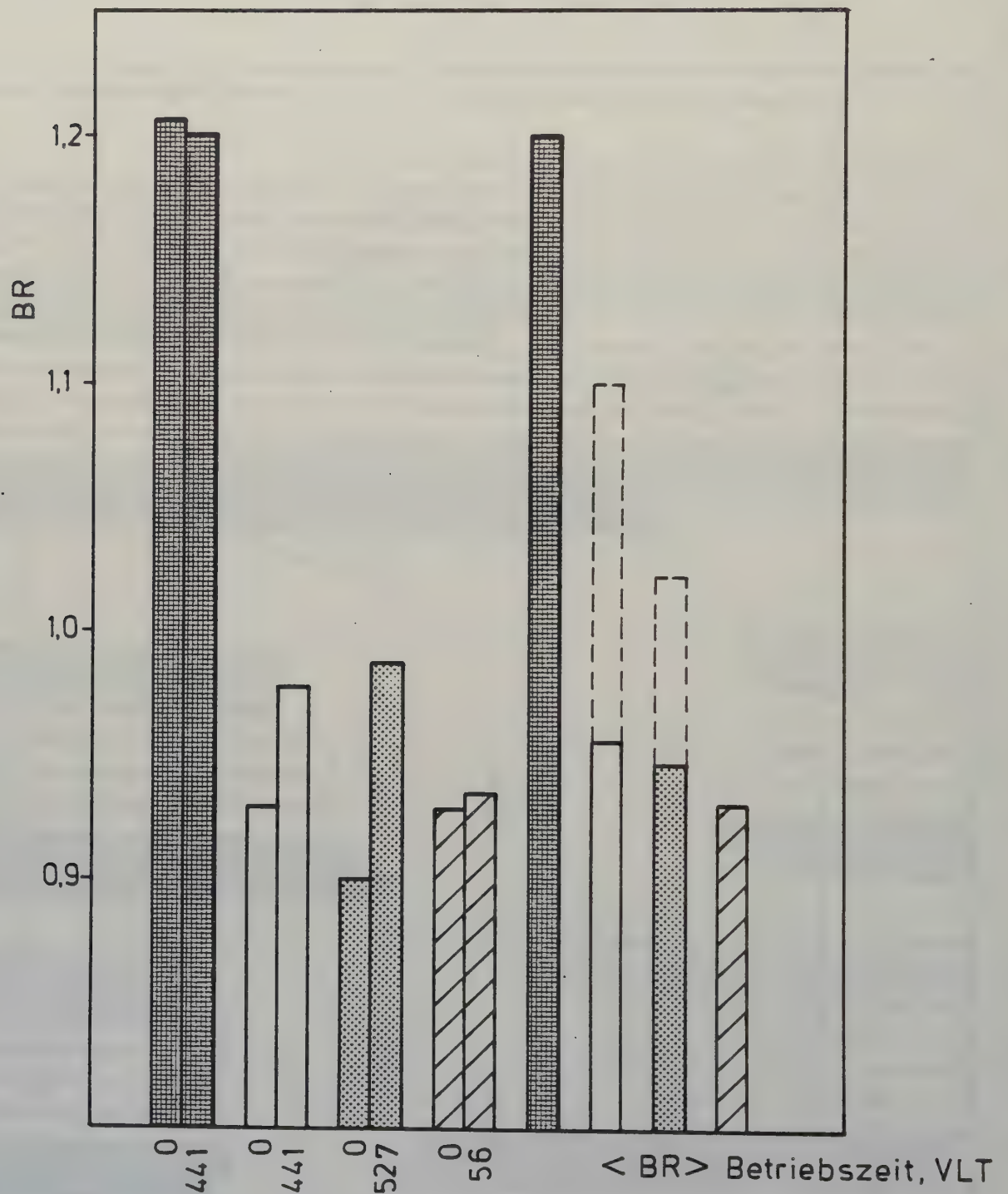
Legende: siehe Diagr. 7



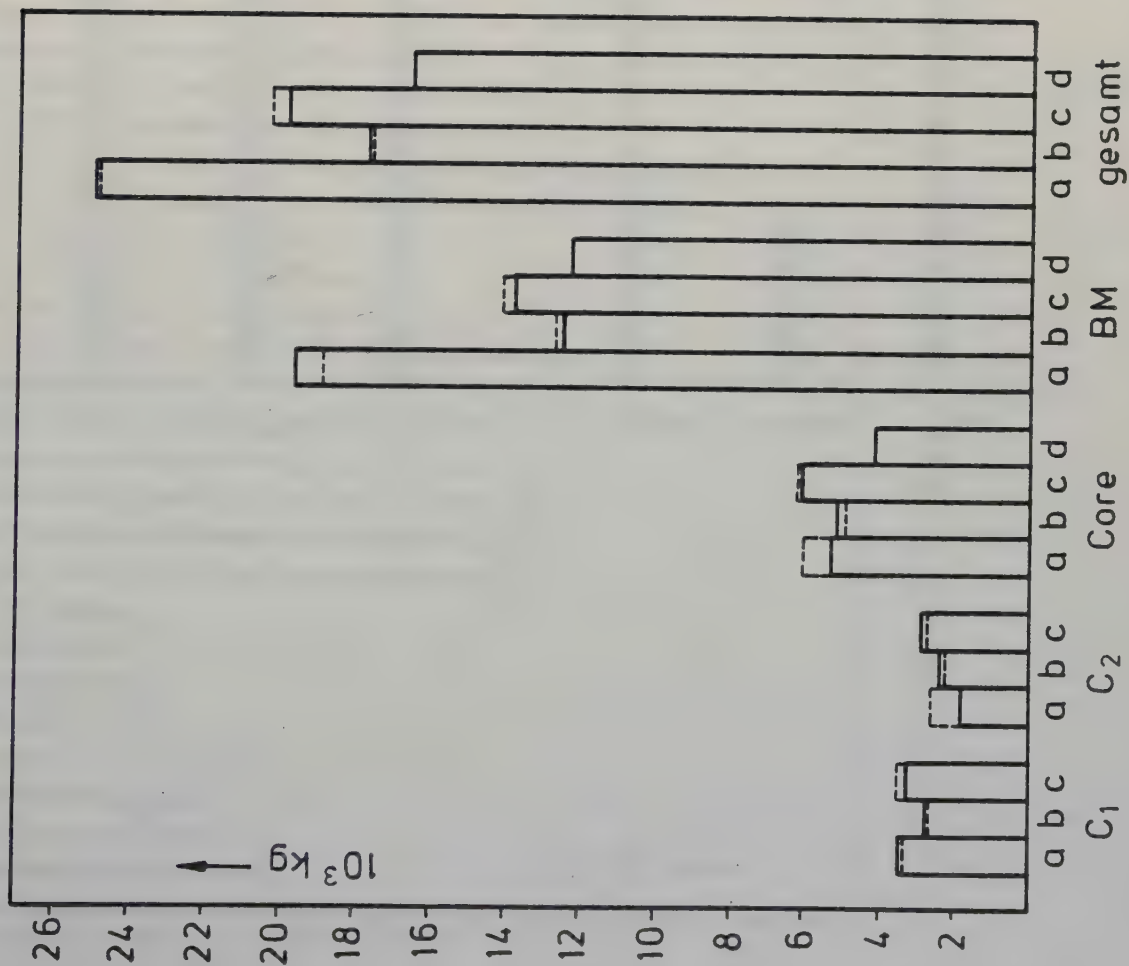
Diagr.9: Brutratenverhältnisse (Reaktor)

Legende: siehe Diagr. 7

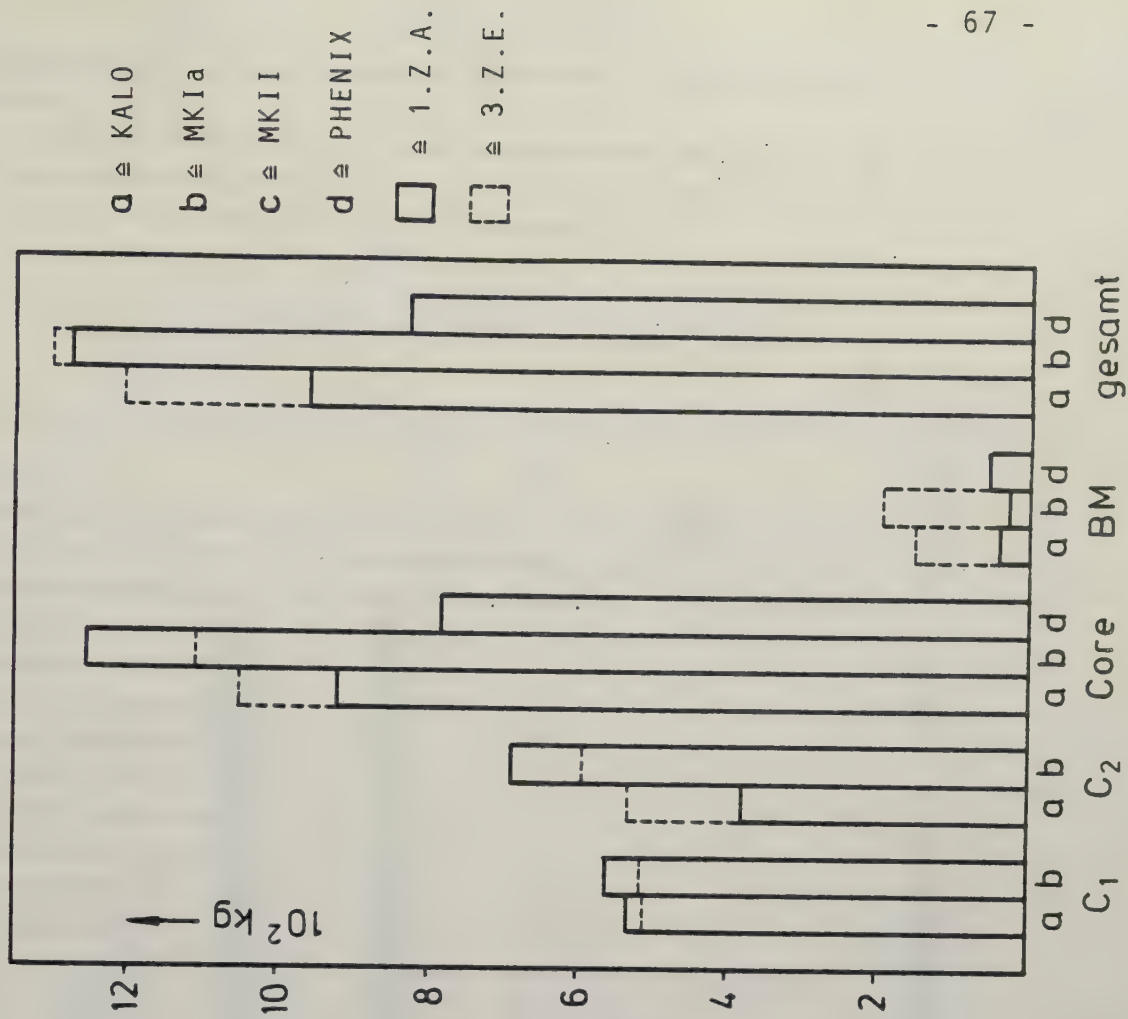
--- siehe Kommentar 8.2.4.1, Ziffer 6 und 7



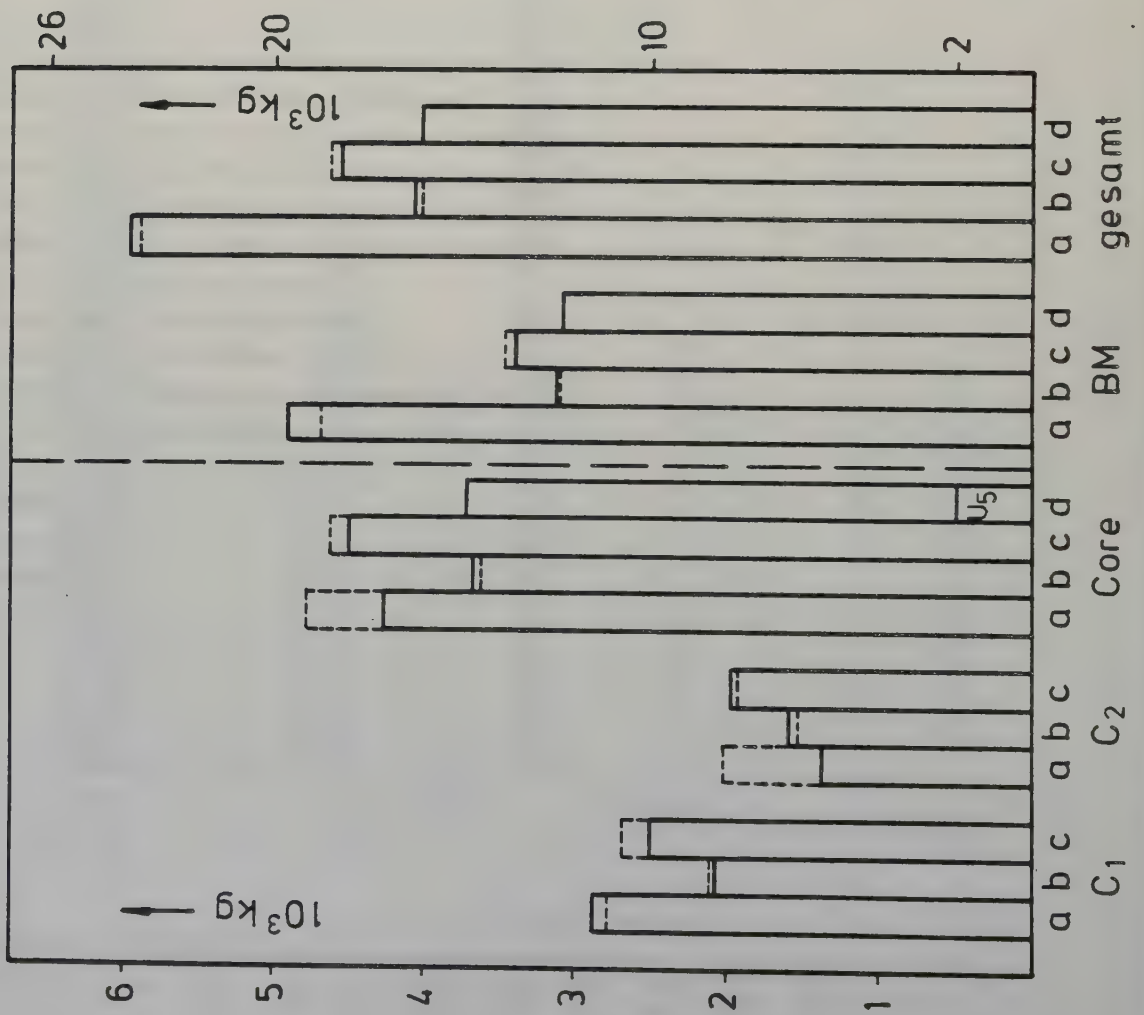
Diagr.10: Schwermetallinventar



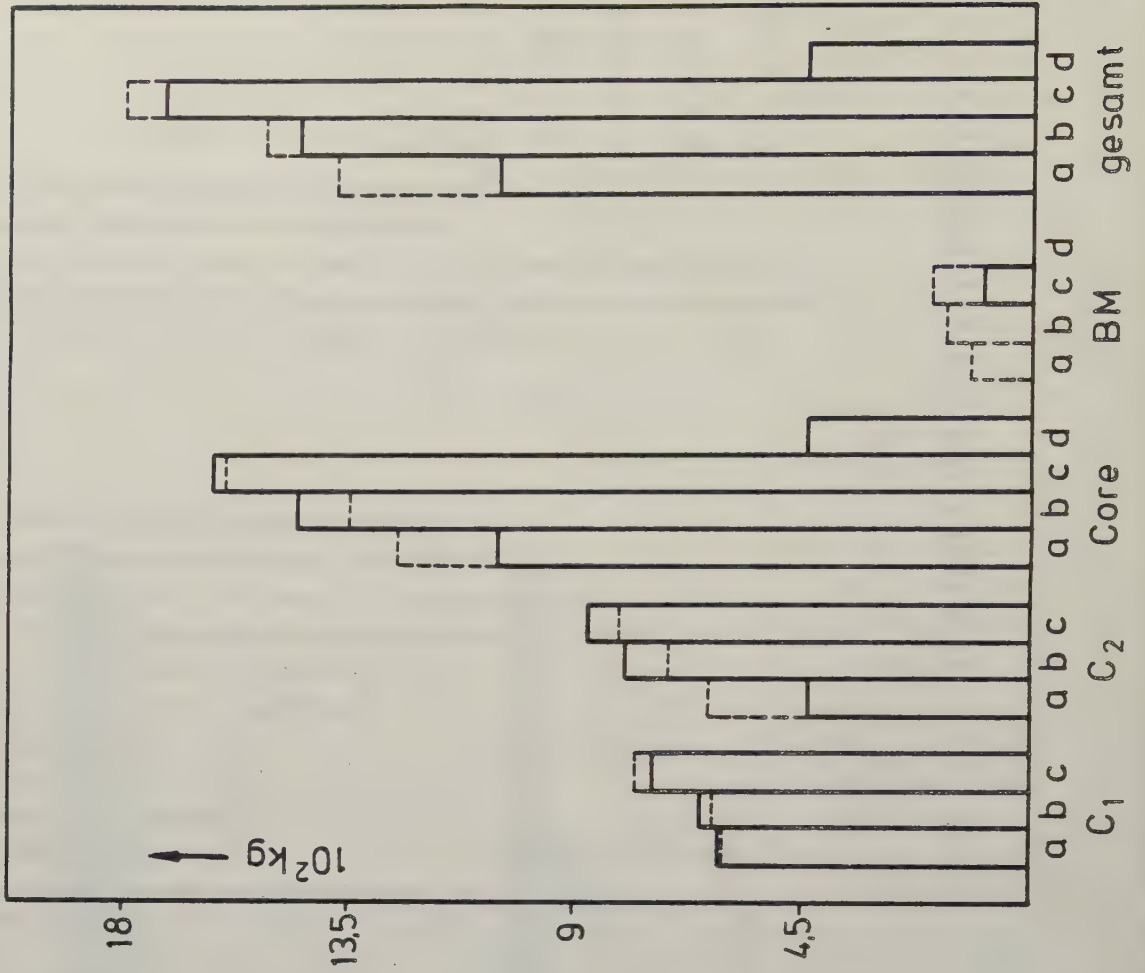
Diagr.11: Inventar, Pu_g -Äquivalentgewicht



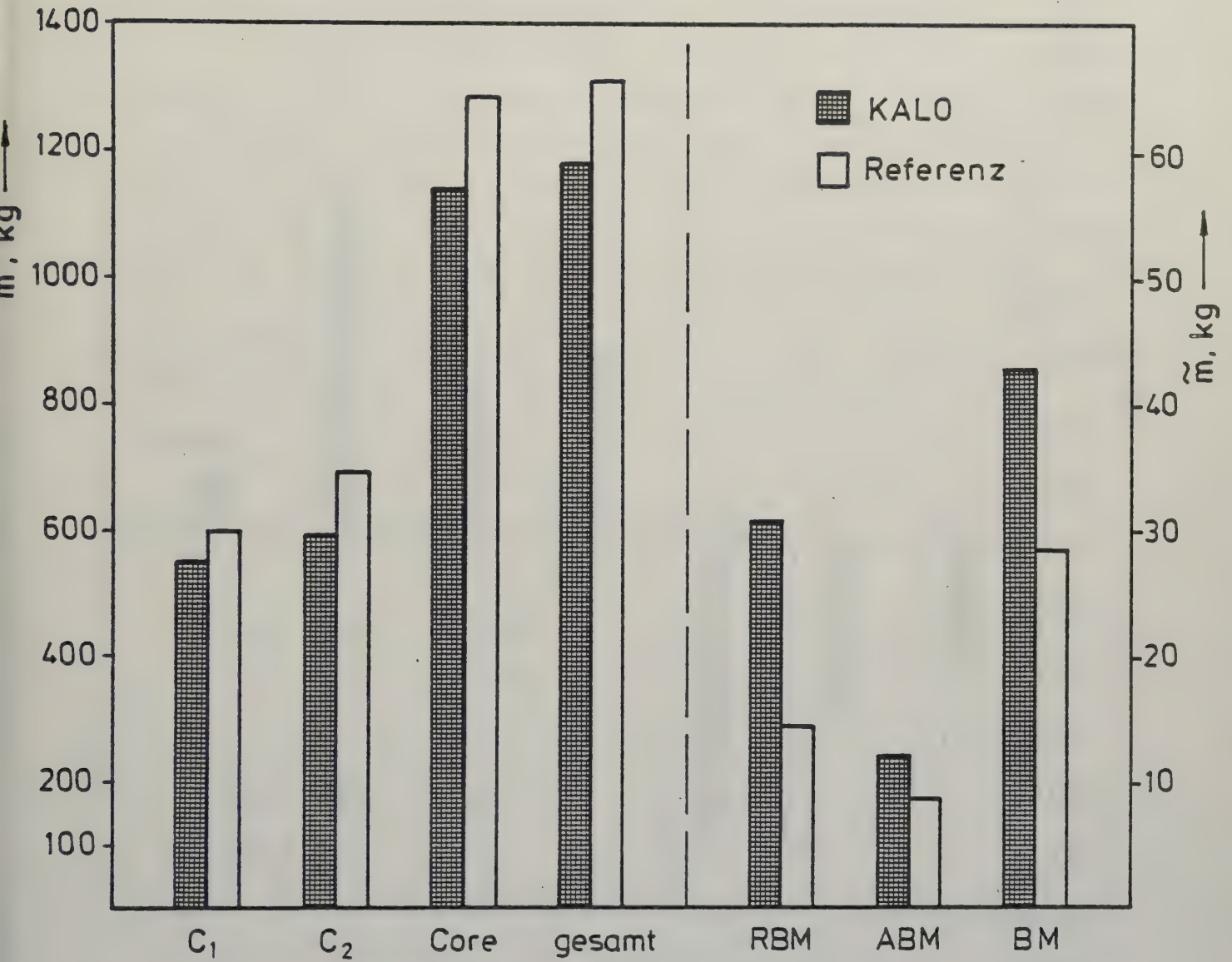
Diagr.12: Inventar, Uran



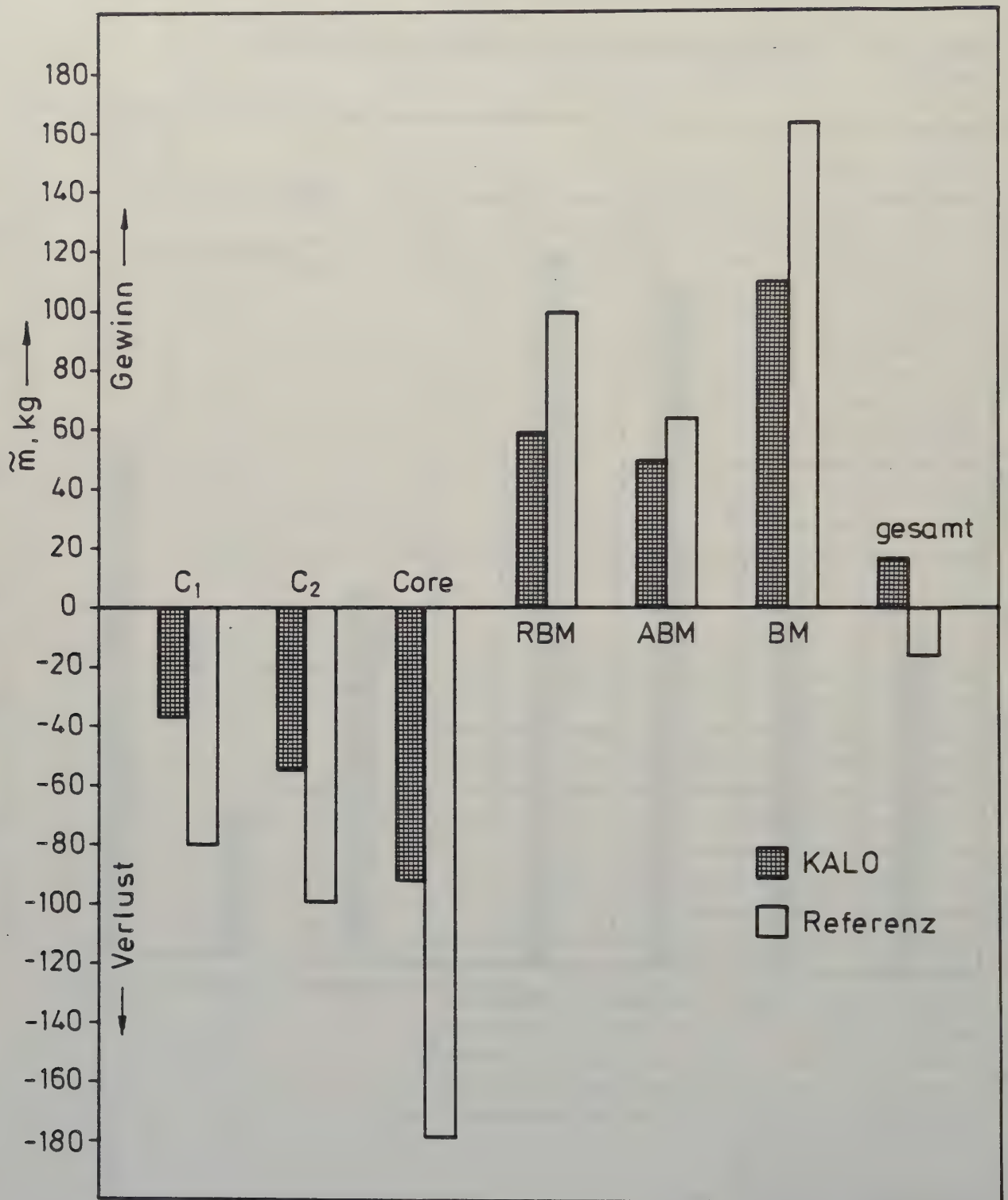
Diagr.13: Inventar Plutonium



Diagr.14: Gesamtzuladung. Pu_9 -Äquivalentgewicht



Diagr.15: Effektive Pu_9 -Äquivalentgewichtbilanz



5.2.2 Interpretation der Effekte

5.2.2.1 Durch die Reduktion des Stahlvolumenanteils und damit der parasitären Neutronenabsorption wird die Neutronenökonomie im Kern durch Vergrößerung der Spaltnutzung

$$f = \frac{\Sigma_{a,Br}}{\Sigma_{a,Br} + \Sigma_{a,Na} + \Sigma_{a,Struktur}} \quad \text{verbessert.}$$

Dieser Vorteil wird durch die modellbedingte Vergrößerung des absoluten Brennstoffeinsatzes unterstützt. Die Kompensation der sich damit einstellenden Überreaktivität führt zu einer Verminderung des Spaltstoffanteils. Dadurch wird zum einen auf Grund des vergrößerten $\mathcal{L}$ -Wertes ($\mathcal{L} = \Sigma_c / \Sigma_f$) die relative Einfangwahrscheinlichkeit im Brutstoff erhöht, zum anderen wirkt jedoch der verminderte Neutronengenerationsfaktor $\eta = \nu(1+\mathcal{L})^{-1}$ degressiv auf die interne Brutrate:

$$IBR = \eta \cdot \Lambda - 1 - \frac{\Sigma_{c,par}}{\Sigma_{a,Br}}$$

Da in der Brutratendifferenz

$$\Delta IBR = \Delta \eta \cdot \Lambda - \Delta \frac{\Sigma_{c,par}}{\Sigma_{a,Br}}$$

hier die Verhältnisse

$$|\Delta \eta| < \left| \Delta \frac{\Sigma_{c,par}}{\Sigma_{a,Br}} \right| \quad \wedge \quad \Delta \frac{\Sigma_{c,par}}{\Sigma_{a,Br}} < 0$$

für die reduzierte parasitäre Absorption vorherrschen, resultiert demnach eine Anhebung $\sim \Delta IBR > 0$.

Als Rückwirkung der internen Brutratenerhöhung und des sich damit verringernden Abbrandhubes $\Delta p_{Abbr} \sim (1-IBR)$, läßt sich eine weitere Reduktion der Anreicherung

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \sim - \frac{\Delta IBR}{IBR}$$

ermöglichen. Ein geringerer Spaltstoffeinsatz ist offensichtlich.

Die Vorteile des zyklischen Brennstoffmanagements, die variable Core-Grenze sowie das dickere radiale Blanket machen etwa die Hälfte der Brutratenverbesserung aus. Der relative Vorteil in der Brutrate wird im Diagramm 16, Seite 80 dargestellt. Es lassen sich dort eindeutige Abstände zwischen den Werten der Brutraten als Funktion der Brutstoff/Brennstoff-Parameter für verschiedene Anordnungen feststellen, die zweifellos auf den größeren $\mathcal{L}$ -Wert zurückzuführen sind.

5.2.2.2 Die Ergebnisse aus den Berechnungen der Dopplerkoeffizienten im Core weisen im Vergleich zu $-0,0713 \%$ beim Referenzkern um ca. 57 % günstigere Werte auf. Im radialen Brutmantel ist dagegen eine Verschlechterung des Wertes von $-0,0519 \%$ um ca. -41 % festzustellen. Dieser Effekt läßt sich zunächst durch den geringeren Flußanteil $(V\phi)_{\text{RBM}}/(V\phi)_{\text{Reaktor}}$ erklären, der im Absorptionsterm der Störungsrechnung (siehe Gleichung 20.2) als ortsabhängige Gewichtsfunktion einen starken Einfluß besitzt (siehe auch Leistungsanteile in 8.2.5.1, Seite 144).

Die relative Vermehrung an Uran-238 mit einer vergleichsweise starken Resonanzabschirmung unterhalb 0,1 keV (Diagr. 32, Seite 96) und die Vergrößerung des spektralen Flußanteils im Bereich der U-238-Resonanzen bis zu 30 % auf Grund eines weicheren Neutronenspektrums (Diagr. 23, Seite 87) verstärken den Einfluß der Absorption auf temperaturabhängige Reaktionsänderungen.

Da der durch die Dopplerverbreiterung /26/ der Einfangresonanzen $\delta r_{n,\gamma} = \Delta E \cdot \delta f(T, \theta)$ bedingte negative Absorptionsterm gegenüber den positiven Beiträgen der Diffusion, der Spaltneutronenproduktion und der Moderation immer dominiert, wird das verbesserte Temperaturverhalten verständlich (siehe Anhang 8.2.10, Seite 150).

5.2.2.3 Betrachtet man die Reaktivitätsänderung durch Natriumdichtereduktion, findet man für die jeweiligen Materialzonen recht unterschiedlich dominierende Effekte.

So ist der insgesamt positive Natriumdichteeffekt in der internen Spaltzone (z.B. Zone 13 Abbildung 8, Seite 56) hauptsächlich durch die Verminderung der Moderation (Gleichung 20.5) im Natrium zu erklären.

An zweiter Stelle ist die reduzierte Absorption ($+\Delta\rho$) (Gleichung 20.2) zu nennen, während die Neutronenleckage (Gleichung 20.3) und die Anzahl der durch Spaltung neu erzeugten Neutronen (Gleichung 20.4) der Größenordnung nach gleich sind.

Am äußeren Rand der internen Spaltzone kompensieren sich gerade Absorption und Leckage, sodaß der positive Streuterm gegenüber dem negativen Spaltneutronenterm um fast zwei Größenordnungen überwiegt.

Im äußeren Teil der externen Spaltzone (69) wird der Streuterm durch die Leckage auf Grund der Randnähe zweifach kompensiert, sodaß auch der schwächere positive Anteil der Absorption einen Vorzeichenwechsel in der Bilanz nicht verhindern kann.

In der äußeren radialen Brutzone (Zone 87) deuten die Ergebnisse auf ähnliche Verhältnisse hin, wobei jedoch der Gesamteffekt um ein bis zwei Größenordnungen niedriger liegt.

Durch den verminderten Stahlanteil gegenüber dem Referenzfall ist die parasitäre Absorption reduziert. Außerdem besitzt die Ziellanordnung auf Grund der Auslegung einen größeren Natriumvolumenanteil (siehe 8.2.12, Seite 152). Wird nun dieser Anteil entfernt, müssen sich die nuklearen Auswirkungen auf Grund des fehlenden Natriums stärker bemerkbar machen.

Hierbei sind in erster Linie die resultierende verminderte Moderation (Diagr. 39, Seite 103) und Absorption der Neutronen zu nennen, die allein schon einen positiven Reaktivitätsbeitrag liefern.

Durch den Einfluß der Importanz Φ^* (gestört) als Wichtungsfunktion in der Bestimmungsgleichung für die Reaktivitätsänderung (Gleichung 20.1) werden die Streureaktionen in den hochenergetischen Gruppen reduziert und im niederenergetischen Spektralbereich erhöht. Daher liegt in der Konsequenz des weicheren Neutronenspektrums für den "ungevoideten" Zustand, daß sich das Spektrum beim "Voiden" stärker zu höheren Energien verschiebt. Dieses wirkt sich unmittelbar auf die reaktivitätsgekoppelten Parameter $\bar{v}, \sigma_f, \bar{l}$ etc. aus.

Im Bereich des radialen und axialen Blankets ergeben sich auf Grund des dominierenden negativen Leckterms (Gleichung 20.3) ebenfalls negative Gesamtwerte.

Das verbesserte Voidverhalten im Bereich des axialen Blankets und der C2-Zone läßt sich auf den größeren Leckterm und damit auf eine geringere Albedo der Randgebiete zurückführen, beeinflusst durch den vergrößerten Volumenanteil des Kühlmittels.

Eine weitgehend positive Beurteilung des Reaktivitätsverhaltens beim Natrium-Void wird an sich erst durch die Relation zu den prompt kritischen Werten deutlich. Unter Maßgabe genügender Vergleichbarkeit der erzeugten Daten ist der Anteil der verzögerten Neutronen $\bar{\beta}_{eff}$ die sensible Größe, sodaß die Genauigkeit ihrer Bestimmung stark auf die Beurteilung wirkt.

5.2.2.4 Der Anteil der verzögerten Neutronen $\bar{\beta}_{eff}$ liefert in allen sechs Zerfallsgruppen größere Werte. Diese sind weitgehend wieder auf die reduzierte Pu-Anreicherung zurückzuführen, da die $v^V \beta_i$ pro Spaltung stark isotonenabhängig sind, wobei die relativ großen Unterschiede der $\Delta v_{i,g}^V$ nur wenig beeinflußt werden.

Die gesamte mittlere Neutronenausbeute $\bar{\nu}$ ist gegenüber dem Referenzwert mit 2,924 dagegen nur um ca. 8,4 % geringer. Diese Tendenz ist wegen des geringen Plutoniumanteils und einer um ca. 3 % (über Core gemittelt) kleineren mittleren Neutronenenergie abschätzbar:

$$\bar{\nu}(E) = \frac{\alpha_{Pu} \cdot \bar{\nu}_{Pu} \sigma_{f,Pu} + (1 - \alpha_{Pu}) \cdot \bar{\nu}_U \sigma_{f,U}}{\alpha_{Pu} \cdot \sigma_{f,Pu} + (1 - \alpha_{Pu}) \cdot \sigma_{f,U}}$$

mit $\bar{\nu}_i(E) = \bar{\nu}_{0i} + C_i E$

Die längere Generationszeit der prompten Neutronen ergibt sich aus der geringeren Spaltwahrscheinlichkeit $\bar{\nu} \cdot \Sigma_f$. Obwohl die mittlere Lebensdauer der Mutterkerne für die verzögerten Neutronen kürzer ist, allein durch die Brennstoffmischung bedingt, hebt der Vorteil in $\bar{\beta}_{eff}$ den Anteil der verzögerten Neutronen an der Generationszeit an.

5.2.2.5 Der Einfluß der Materialvariation auf verschiedene Effekte, wie die spektrale Verschiebung, wird durch mehrere Mechanismen hervorgerufen.

Eine spektrale Verschiebung kann durch die Änderung der mittleren Neutronenenergie $\Delta \langle E \rangle$ (Seite 160) oder des hochenergetischen Anteils der spektralen Flußverteilung $\phi_{schnell} / \phi_{total}$ angegeben werden (Diagr. 21,23, Seite 85,87).

Betrachtet man zunächst die relative spektrale Änderung der Flußverteilungen oberhalb 0,1 MeV über die Abbrandzeit, stellt man nur geringe Abweichungen fest (Abb. 17-19, Seite 81 bis 83). Der Spaltstoffaufbau im Blanket liefert eine Spektrumshärtung (Verschiebung zu höheren Energien) von ca. +5 %, der Spaltproduktaufbau im Core eine weitgehende Verschiebung zu niedrigeren Energien um ca. -1 %.

Für den Abbrand der KALO-Anordnung ohne variable Coregrenze liegen die spektralen Änderungen bei etwa -0,5 % im Core bzw. +1,4 % im radialen Blanket.

Untersuchungen für den Referenzkern haben noch geringere Abweichungen durch Abbrand ergeben /25/.

Diagr. 21, Seite 85 zeigt die radiale Verteilung der Fluß-dichteverhältnisse in der Traverse maximalen Flusses im Referenzvergleich. Hierbei wird eine klare Verminderung des schnellen Flußanteils ($>0,1$ MeV) deutlich.

Spektren und relative Vergleichswerte für zwei Core-Zonen, die Gesamtanordnung und für den inneren radialen Brutbereich sind in den Diagrammen 22,23,24, Seite 86 bis 88 dargestellt. Die für die entsprechenden Bereiche errechneten mittleren Neutronenenergien und Flußanteile von Neutronen $>0,8$ MeV sind mit aufgeführt.

Die vorgenannte Grenze wurde mit dem Schwellenwert der Spalt-wahrscheinlichkeit von Uran-238 in Übereinstimmung gebracht.

Betrachtet man die Kurvenverläufe der relativen spektralen Abweichungen, so stellt man generell die Verschiebung zu niedrigeren Energien fest. Durch dieses Verhalten wird eine gesteigerte Einfangrate im Uran-238 begünstigt.

Für Material 1 in der inneren Spaltzone ergibt sich jedoch zusätzlich eine relative Gruppenflußerhöhung im hochenergetischen Bereich von ca. 2,6 bis 10 MeV, die wiederum einen relativen Anstieg der U-238-Spaltung bewirkt.

Ein weiches Spektrum als Begründung für ein schlechteres Reaktivitätsverhalten bei Natriumdichteänderungen kann hier für den internen Spaltbereich eindeutig nachgewiesen werden, wenn man die absoluten Reaktivitätsänderungen ($\Delta\rho$ in %) zu Grunde legt.

5.2.2.6 Beispielhaft für die gesamte Anordnung wurde das Material 1 in der inneren Anreicherungszone (siehe Abb. 4 und 6, Seite 39 und 41) im Vergleich mit dem äquivalenten Referenzbereich mit Hilfe von Reaktionsraten auf seine physikalischen Eigenschaften hin untersucht.

Die Stahlreduzierung führte über die Vergrößerung des Brennstoffanteils und der damit verbundenen Überreaktivität zur Verringerung der Plutonium-Anreicherung. Die gesamte Spaltneutronenanzahl vermindert sich dadurch nur minimal (Diagramm 28, Seite 92), jedoch kann eine deutliche Verschiebung von der Plutoniumspaltung zur Uran-238-Spaltung gezeigt werden. Die Verminderung der Plutoniumspaltung in den Gruppen 4 bis 11 wird durch Uran 235 kompensiert (Diagramm 27, Seite 91).

Diagramm 31, Seite 95 deutet im Allgemeinen einen stärkeren gesamten Neutroneneinfang an, der fast vollständig der Brutreaktion im Uran zuzuschreiben ist. Die Verminderung der Einfangreaktion im Plutonium und Stahl und die deutliche Zunahme des Bruteinfangs im Uran, welche den höheren Brutfaktor belegt, ist Diagramm 30, Seite 94 zu entnehmen. In der ersten Energiegruppe wird zusätzlich ein geringer Anteil des Neutroneneinfangs von Natrium und Sauerstoff übernommen.

Die Darstellung der Absorptionsänderungen läßt hauptsächlich eine stärkere Polarisierung zwischen Plutonium und Uran im Vergleich zu den Stahl-Brennstoff-Verhältnissen erkennen (Diagramm 33,34, Seite 97, 98).

Auf Grund dieser deutlichen relativen Absorptionszunahme im Uran bei Pu-Reduzierung ergibt sich ein kleinerer η -Faktor. Der geringere Anteil der parasitären Absorption vermindert auf Grund der nachfolgenden Anreicherungsreduktion das $\nu\Sigma_f/\Sigma_a$ -Verhältnis für die Absorption im gesamten Material (Diagramm 36, Seite 100). Die auf diese Verteilung normierten $\nu\Sigma_f/\Sigma_a |_i$ -Verhältnisse zeigen deutlich, daß der Brutstoff bei erhöhter Einfangwahrscheinlichkeit besser zu Spaltstoff konvertiert und das Plutonium durch Spaltung deutlich besser ausgenutzt wird (Diagramm 37, Seite 101). Hieraus sind unmittelbar die größere Spaltstoffnutzung und damit ein geringerer Einsatz und Verbrauch sowie ein verbesserter Abbrand zu erklären.

Die Verminderung der Neutronenbremsung durch die Stahlkonzentrations-Variation wird zum größten Teil durch die

Moderation im Brennstoff kompensiert. Hierbei ist die Änderung der Bremswahrscheinlichkeit am Sauerstoff gegenüber dem Uran deutlich dominierend. Zusätzlich gewinnt die Bremsung am Natrium erheblichen Einfluß (Diagramm 39,44, Seite 103, 108).

Die Moderation aus dem Energiebereich der ersten drei Gruppen wird primär durch die inelastischen Stöße am Uran 238 ausgelöst. In den höheren Energiegruppen bewirkt der Sauerstoff eine stärkere Bremsung durch elastische Stoßprozesse (Vergleich: Diagramm 39,42,45, Seite 103, 106, 109).

Nicht unmittelbar evident ist die Deutung der Merkmale des veränderten Neutronenspektrums. Sie hat hier zum Teil eher den Charakter einer nicht endgültig bewiesenen, aber doch weitgehend plausiblen Argumentation.

Wesentliche Merkmale sind:

- ein weiches Spaltspektrum (Diagramm 26, Seite 90)
- eine Anhebung des Flußanteils in der ersten Energiegruppe,
- eine Abschwächung der Flußanteile von Gruppe 2 bis 5
- und ein deutlicher Anstieg zwischen Gruppe 6 und 12

(Diagramm 25, Seite 89).

Wegen der kleinen Beträge der absoluten Größen haben die großen relativen Änderungen der Gruppenflüsse 13, 14, 15 keine Relevanz.

Die geringe Verschiebung des Spaltspektrums ist auf die relativen Konzentrationsänderungen der Brennstoffisotope zurückzuführen. Dabei beruht die Schwerpunktverschiebung auf der Variation des gemittelten Spektrums $\bar{x}_g$. Als der dominante Einfluß zeichnet sich hier der gegenüber dem Uran deutlich höhere $\nu \sigma_{f,pu,g}$ -Verlauf aus. Dieser Wirkungsquerschnitt tritt in der Wichtungsgröße

$$\frac{N_i \cdot \sum_g \nu_{i,g} \sigma_{f,i,g} \cdot \varphi_g}{\sum_i N_i \cdot \sum_g \nu_{i,g} \sigma_{f,i,g} \cdot \varphi_g} \quad \text{auf.}$$

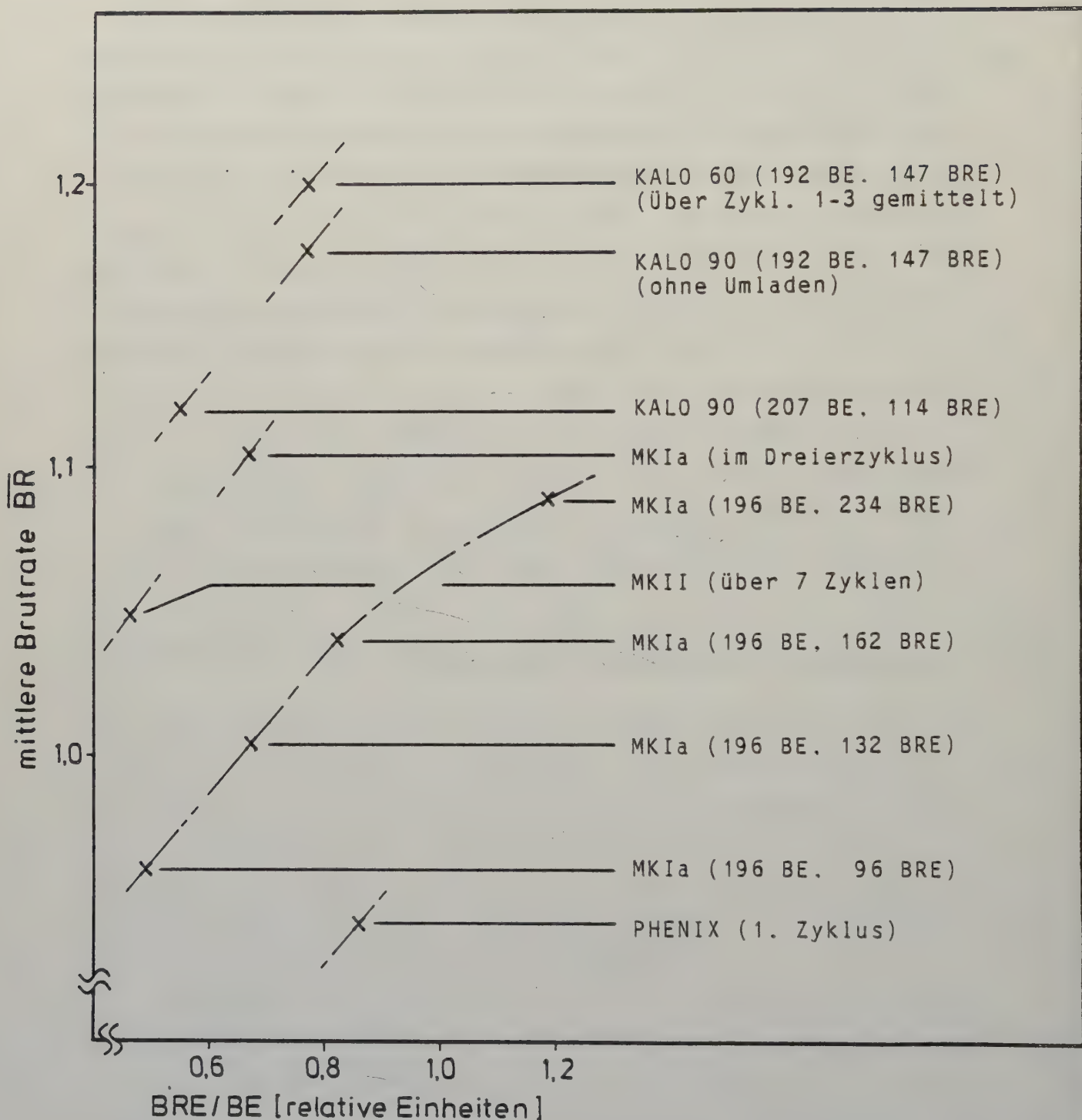
Da die spektralen Verteilungen $x_{i,g}$ nur geringe Unterschiede aufweisen, führt die Plutonium-Reduktion zu einer Verschiebung, welche jedoch nur einen geringen Einfluß auf das Gesamtspektrum ausübt.

Die verminderte Neutronenbremsrate in den Gruppen 1 bis 4 (Spaltspektrumsbereich) bewirkt eine relative Anhebung des Spaltspektrumanteils an der Gesamtverteilung durch geringere Ausstreuung (Diagramm 40, Seite 104). Da jedoch die Spaltneutronenverteilung im Vergleich mit dem anschließenden Bremsspektrum nur einen geringen Anteil ausmacht und die relative Zunahme der inelastischen Bremsung am Uran-238 auf Grund eines höheren mittleren Energieverlustes je Streustoß eine stärkere Überstreuung in die Bereiche oberhalb der 5. Energiegruppe bewirkt, können sich im hochenergetischen Intervall nur in der ersten Gruppe positive Abweichungen vom Referenzspektrum einstellen.

Außerdem erfährt der Bereich der Gruppe 6 bis 12 dadurch den starken relativen Zuwachs zu Lasten der Gruppen 2 bis 5. Diese Phänomene werden von der verstärkten elastischen Bremsung am Sauerstoff ab der Gruppe 4 unterstützt und erklären die Merkmale der spektralen Verschiebung.

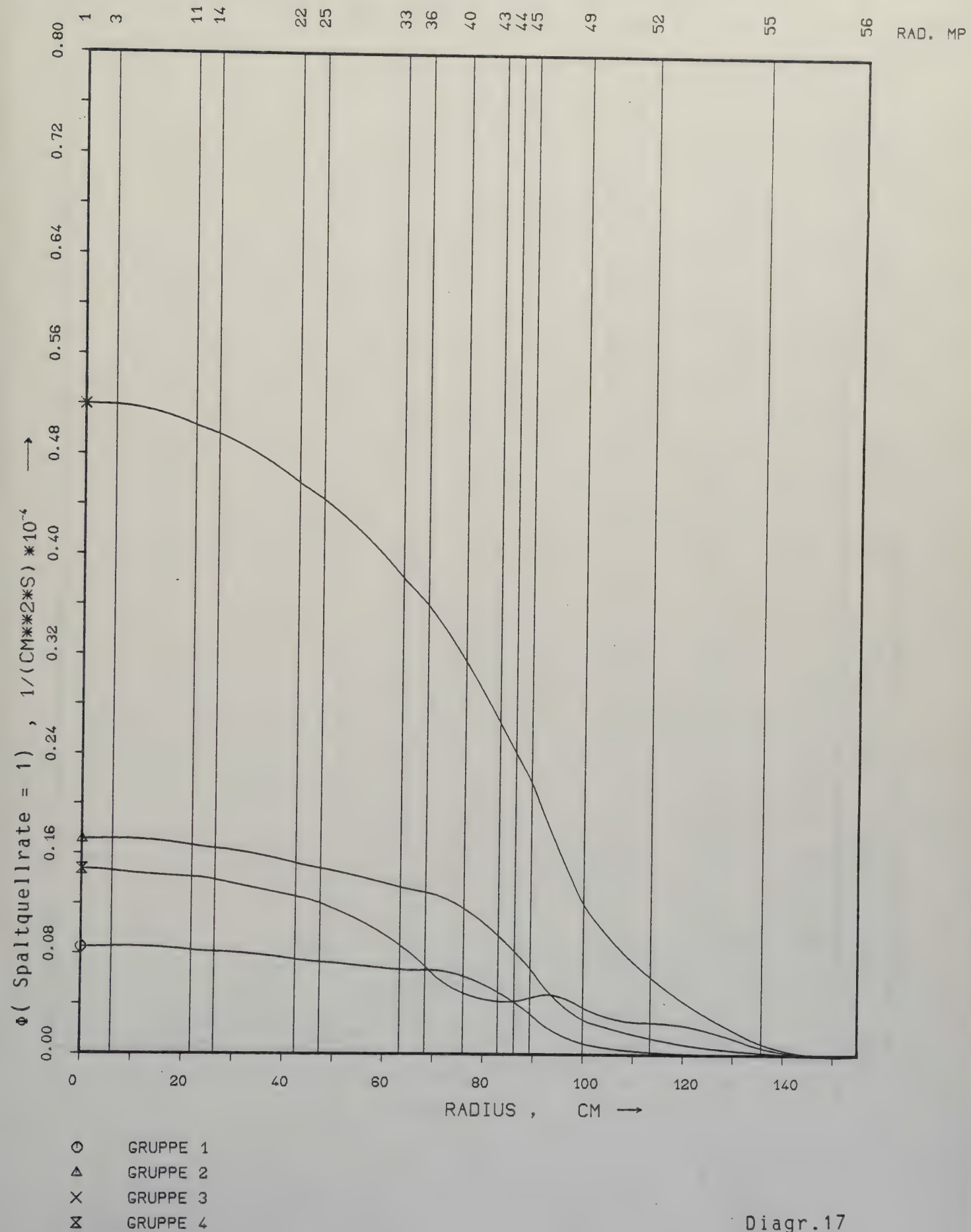
Graphische Darstellungen: Diagramme 16 - 46, Seite 80 bis 110

Diagr.16: Darstellung der Abhängigkeit der Brutraten
von der Beladestrategie und dem Brutstoff/Brenn-
stoff-Verhältnis verschiedener Auslegungen



RADIALE FLUSSDICHTEVERTEILUNG IN 4 EG IN DER TRAVERSE MAXIMALEN FLUSSES (AX. MP 26)

1.Z.A., 90 C2 - EL, ABSORBER AUSGEFAHREN, KEFF = 1,05

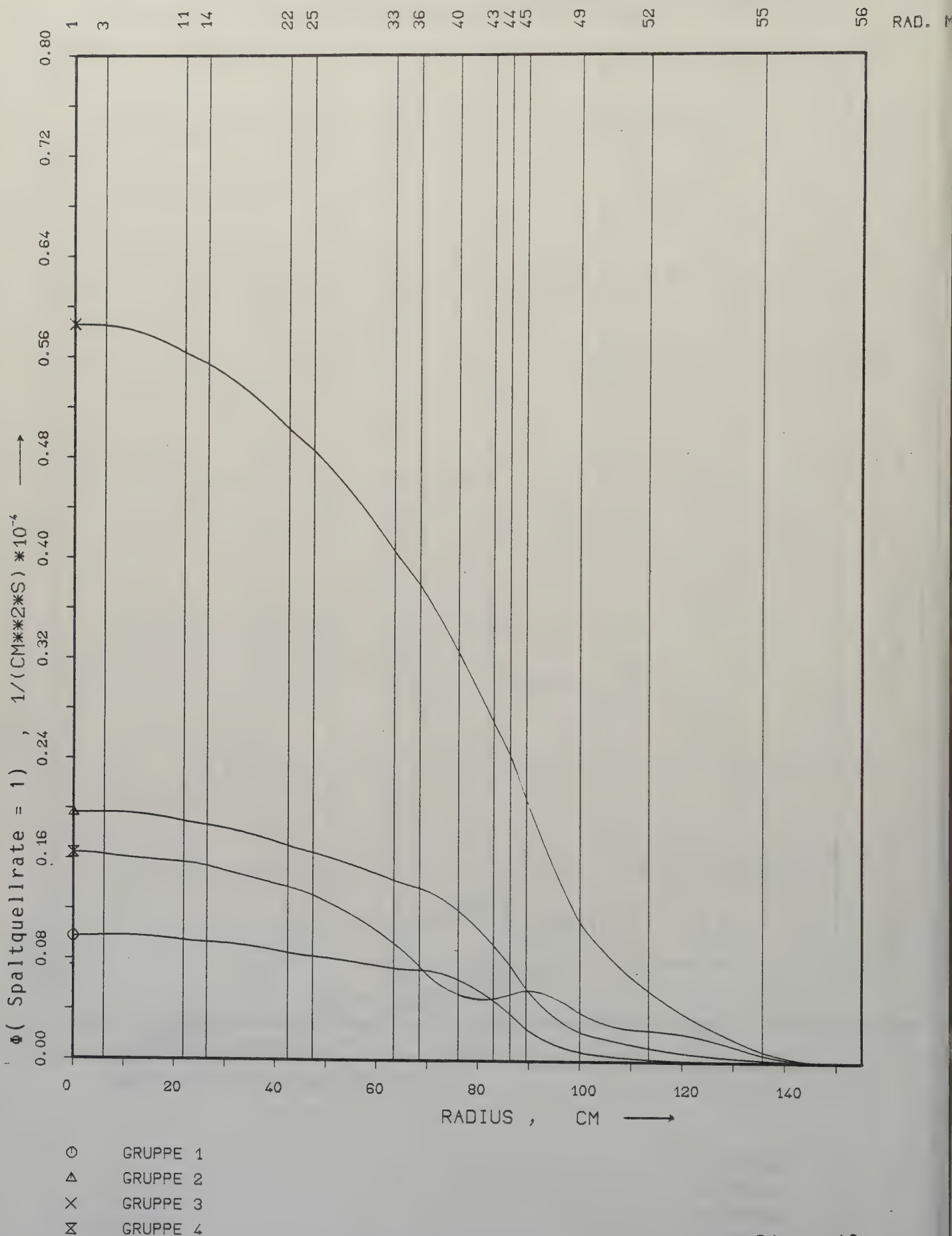


Diagr.17

RADIALE FLUSSDICHTEVERTEILUNG IN 4 EG IN DER TRAVERSE

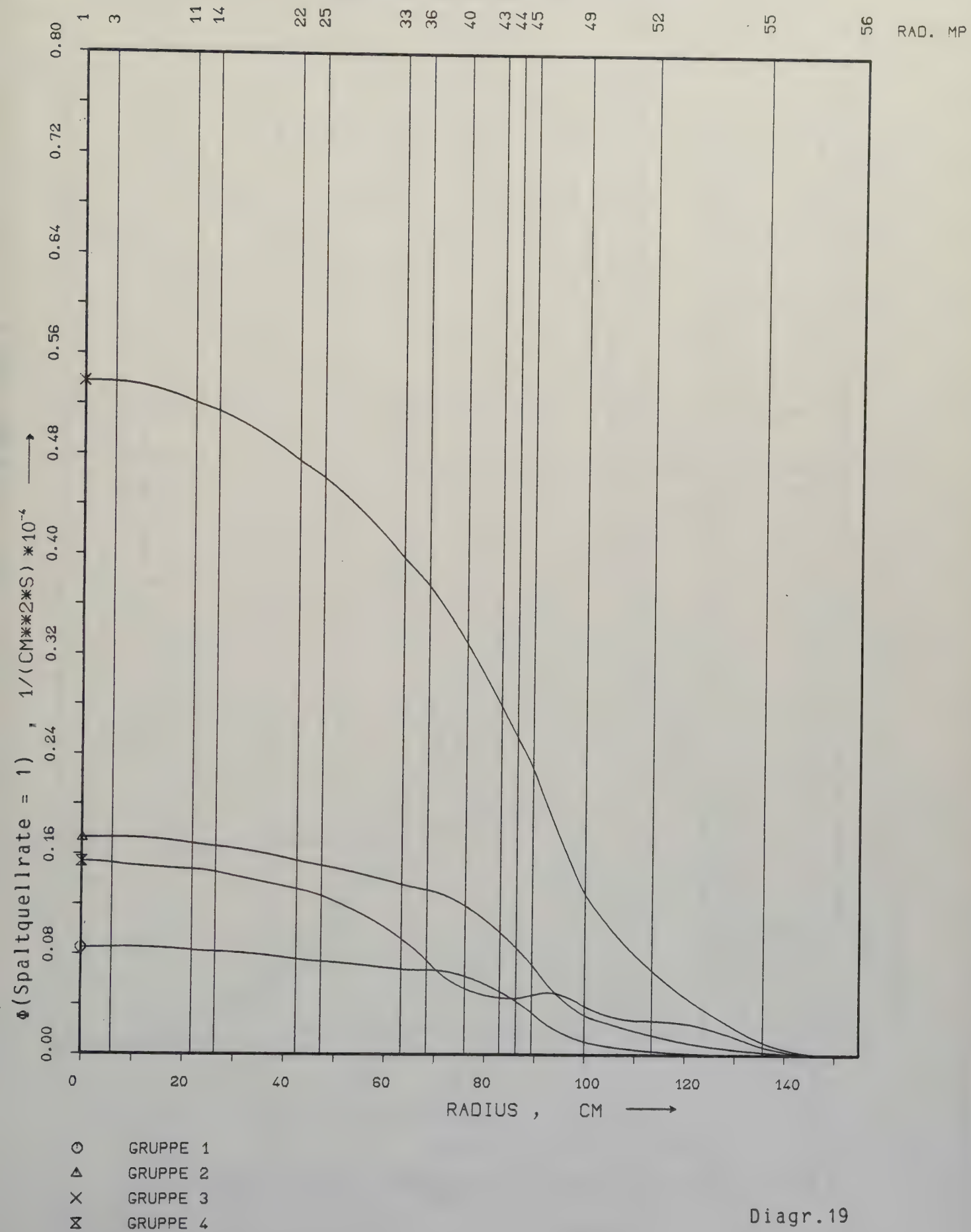
MAXIMALEN FLUSSES (AX. MP 27)

1.Z.A., 75 C2 - EL, ABSORBER 1/4 EINGEFAHREN , KEFF = 1,025



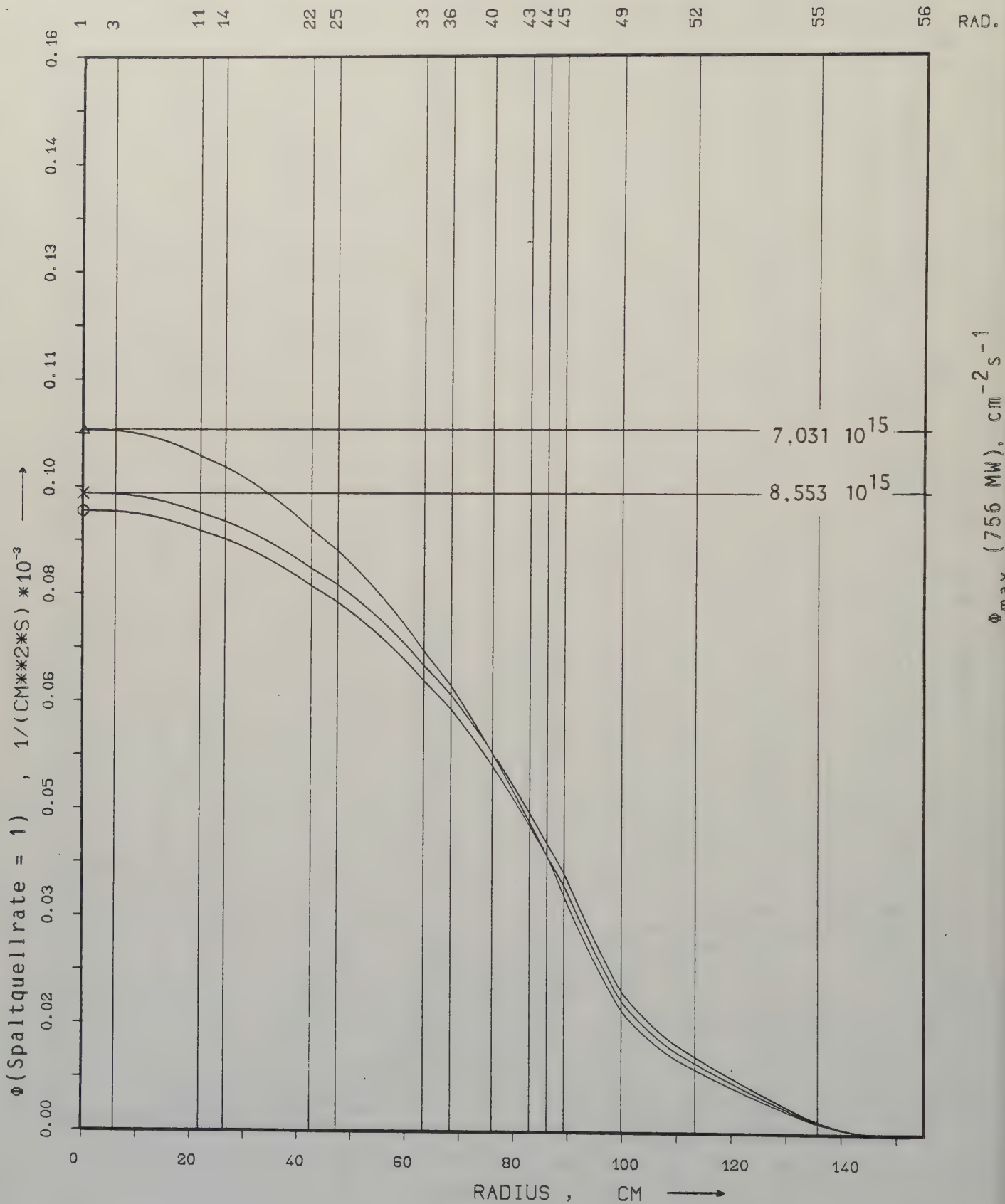
RADIALE FLUSSDICHTEVERTEILUNG IN 4 EG IN DER TRAVERSE MAXIMALEN FLUSSES (AX. MP 26)

3.Z.E. , 90 C2 - EL, ABSORBER AUSGEFAHREN, KEFF = 1,00

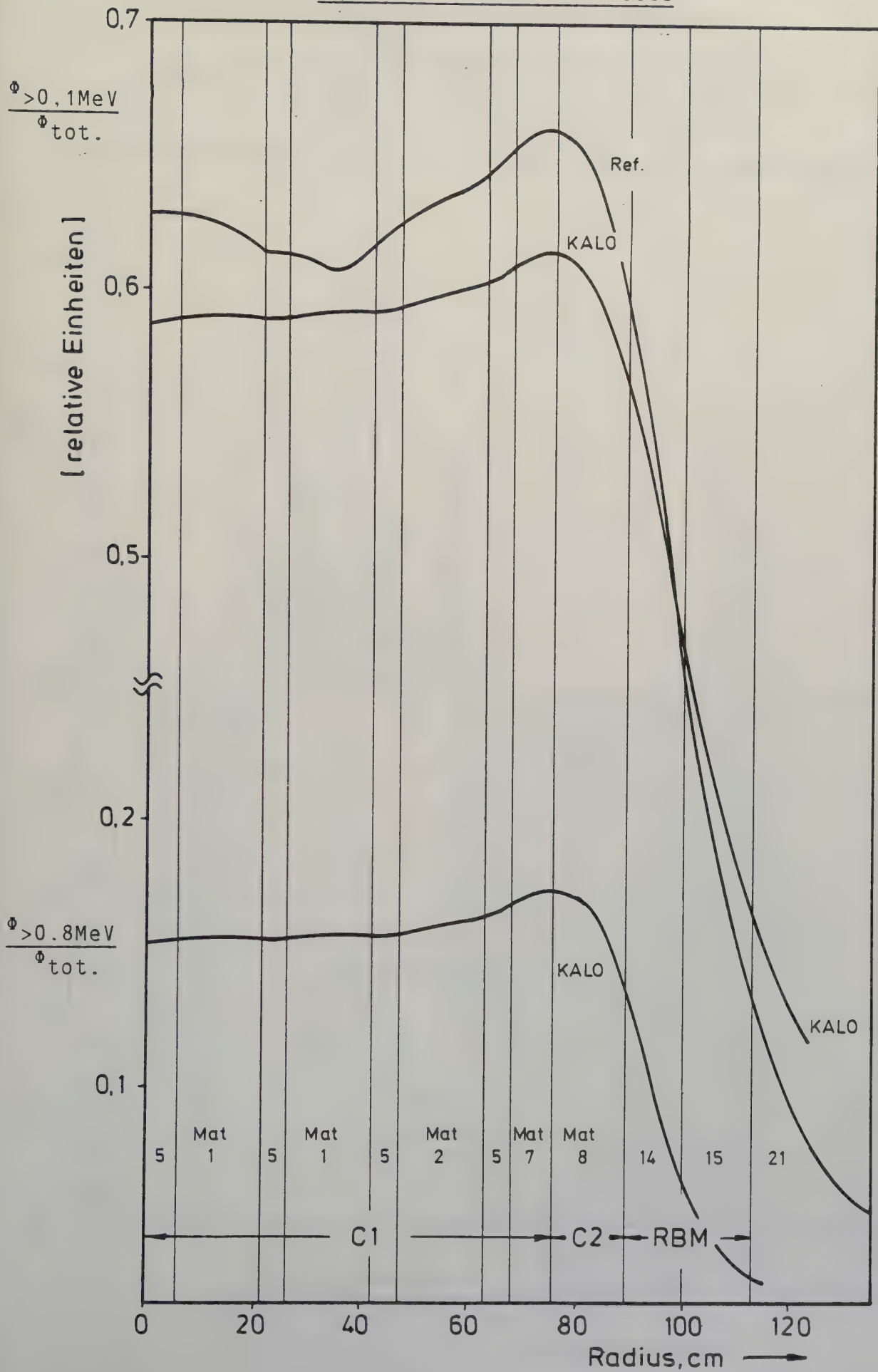


Diagr.19

Verteilung der normierten Neutronenflußdichte in radialer
Traverse maximalen Flusses für drei Zustände

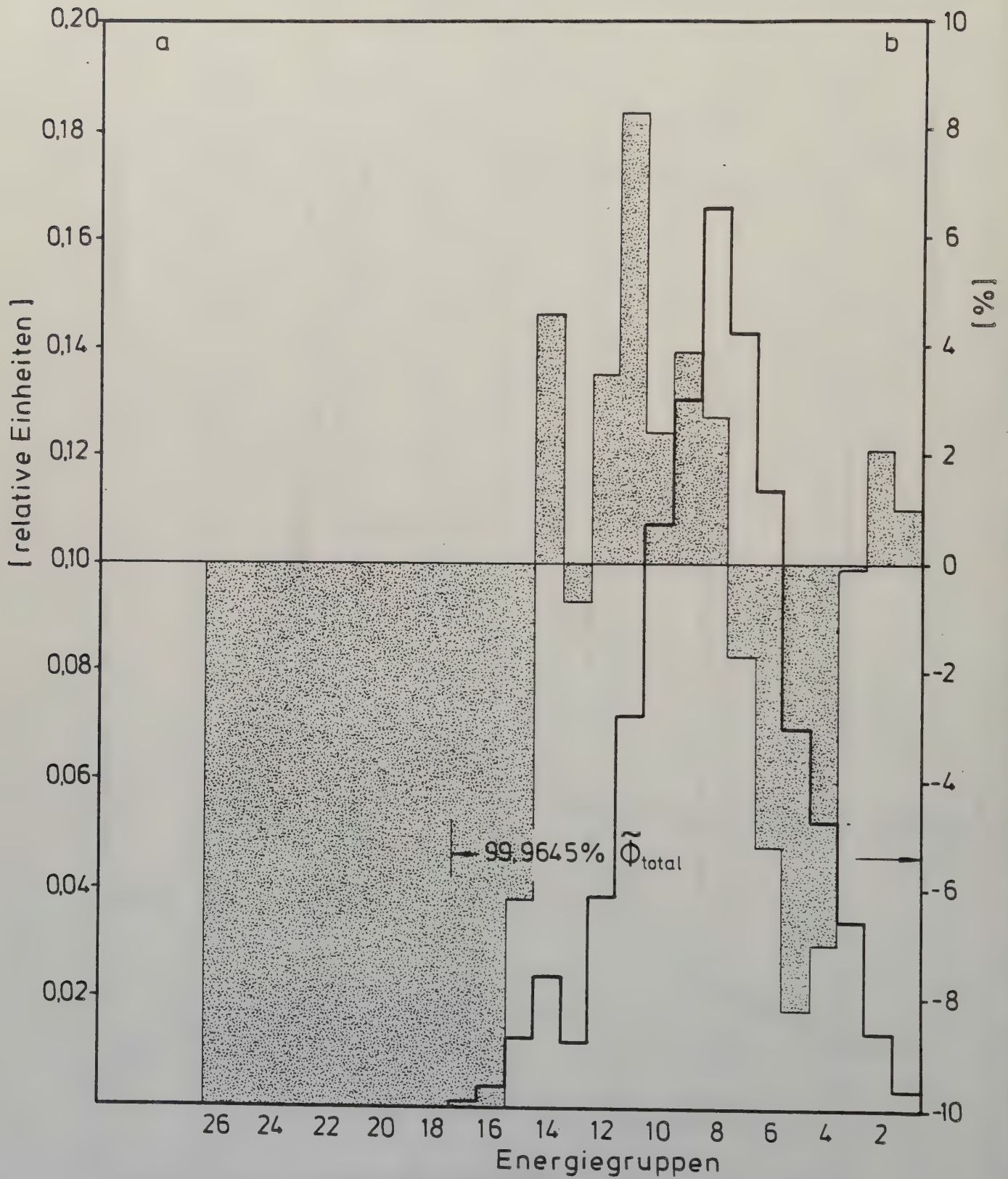


Diagr.21: Anteil des schnellen Neutronenflusses am
Spektrum als Verteilung in radialer
Traverse maximalen Flusses



Diagr.22: **a** Neutronenflußspektrum $\tilde{\Phi}_g$ (Reaktor)
b Relative Abweichung vom Referenzspektrum

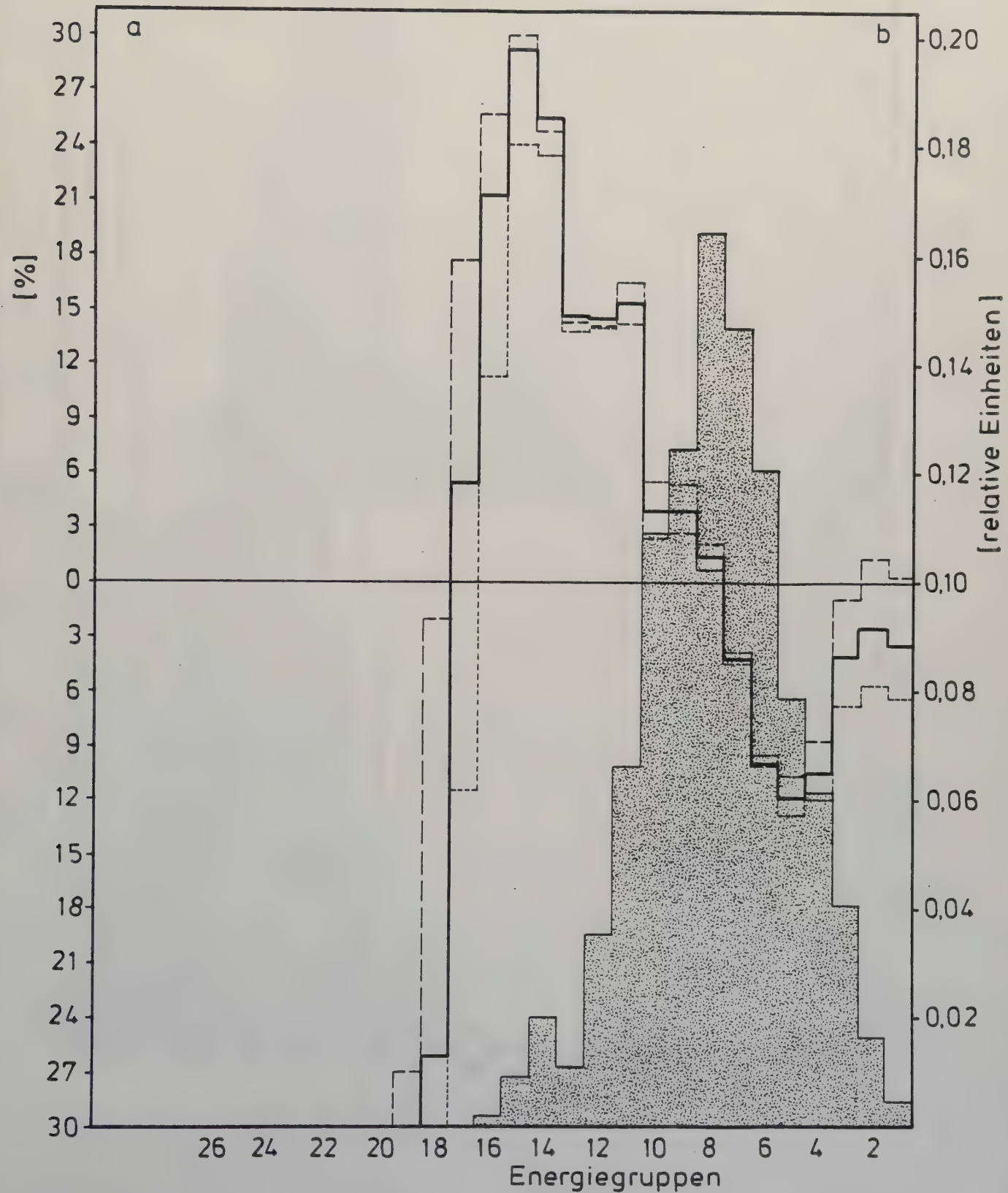
	$\langle E \rangle$	$\tilde{\Phi}(1-5)$
KALO	0,4451 MeV	0,1357
Ref.	0,4591 MeV	0,1438
Abweichung	- 3,05 %	- 5,6 %



Diagr.23: **a** Relative Spektrumsänderungen (Core —, C1-- , C2---)

b Neutronenflußspektrum ϕ_g (Core)

	<E> [MeV]			$\phi(1-5)$		
	Core	C1	C2	Core	C1	C2
KALO	0,5004	0,4925	0,5181	0,1575	0,1545	0,1640
Ref.	0,5363	0,5188	0,5632	0,1736	0,1667	0,1839
Abweichung	-6,69%	-5,07%	-8,01%	-9,29%	-7,41%	-10,8%

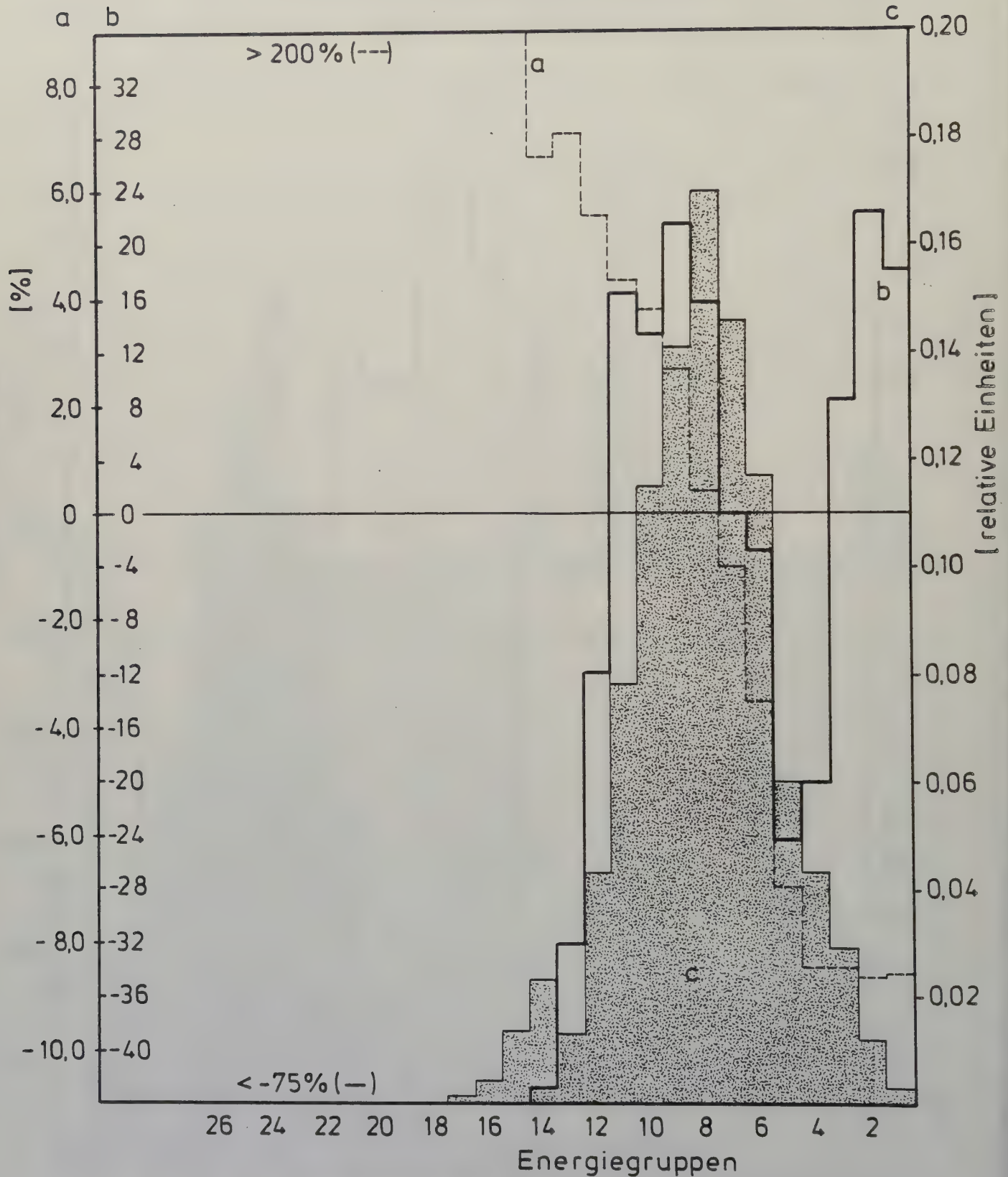


Diagr.24: Relative Spektrumsänderungen:

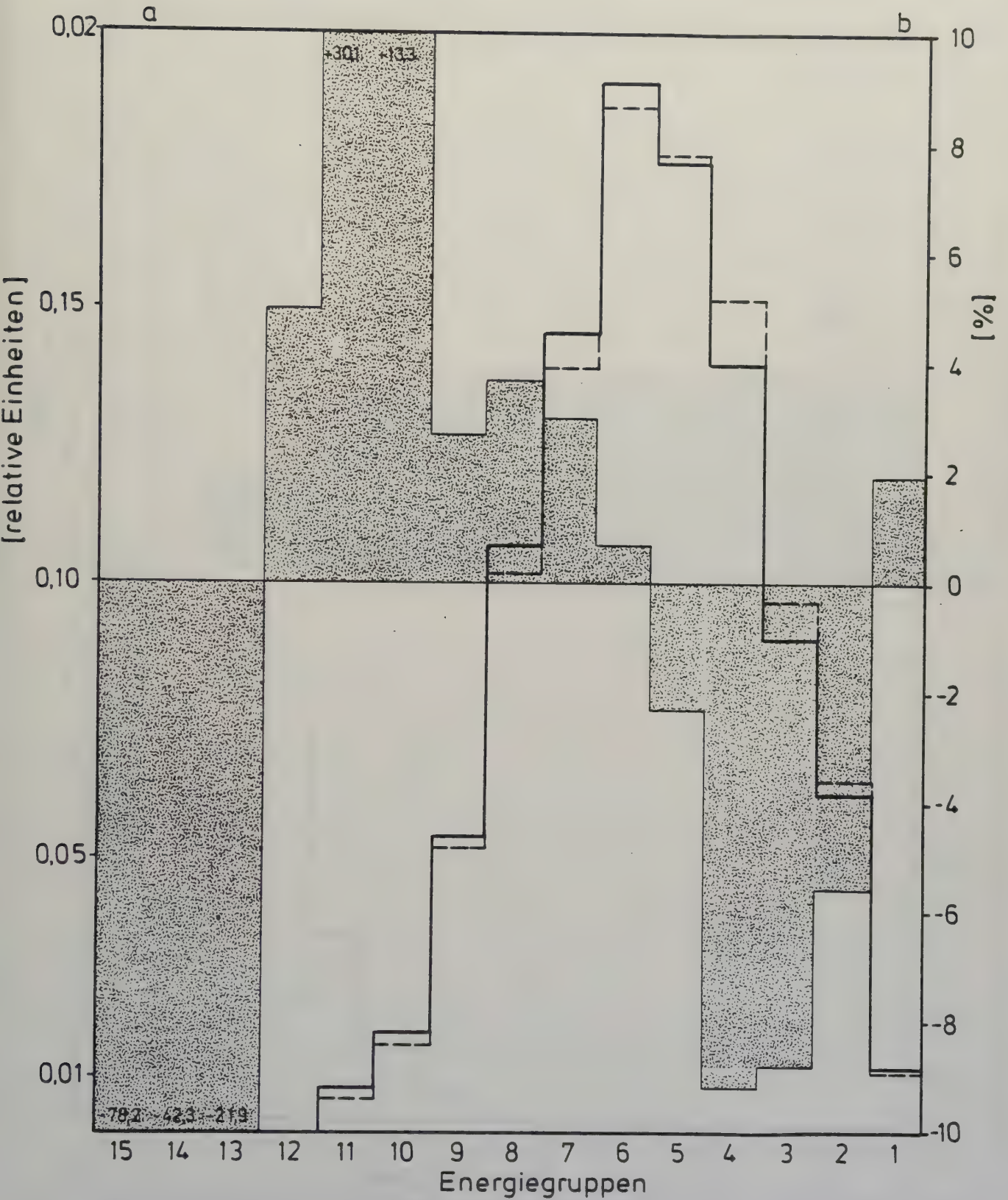
a KALO, Mat. 14/Ref., Mat. 11

b KALO, Mat. 14/KALO, Mat. 8

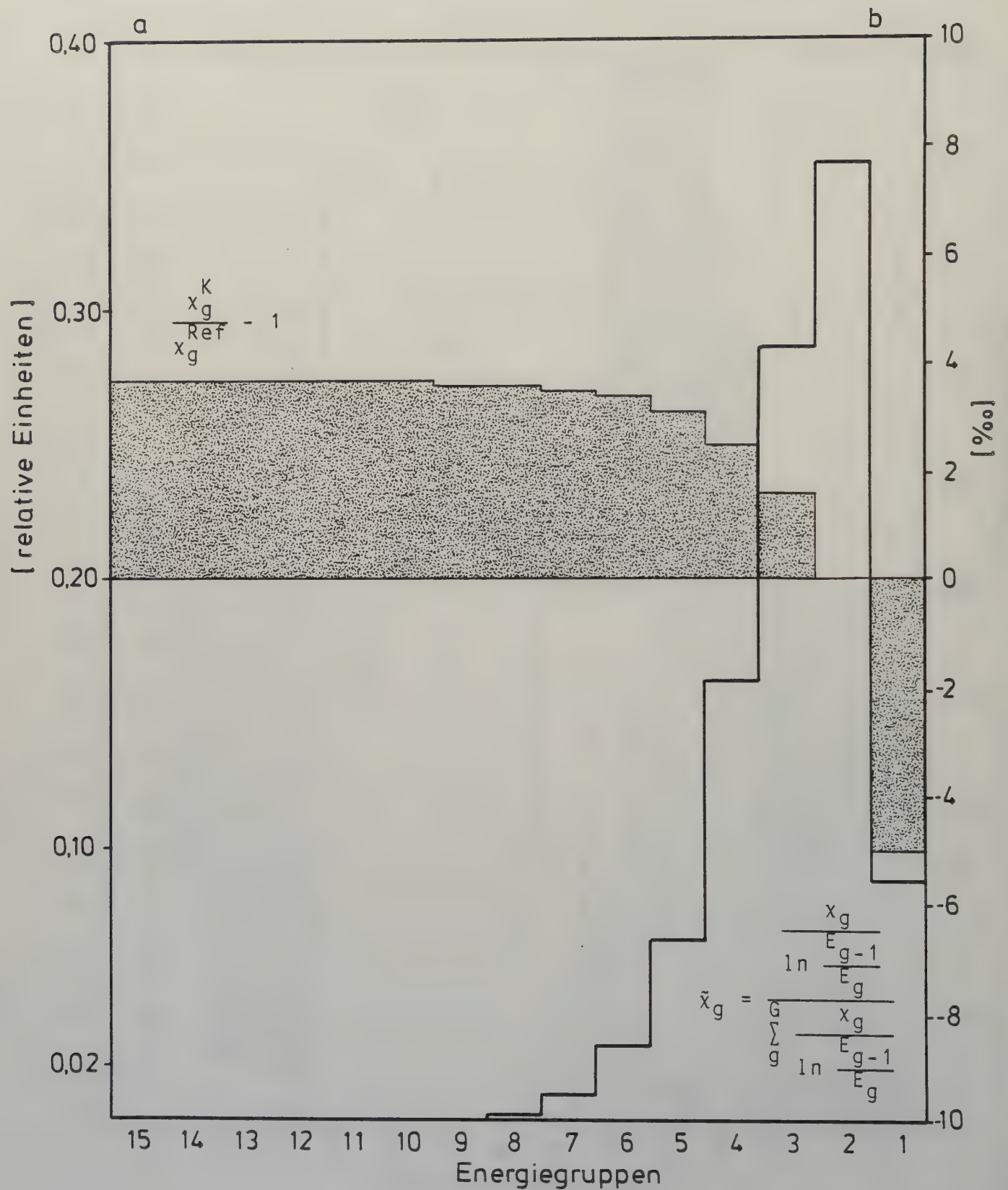
c Neutronenflußspektrum f. Mat. 14 (Brutelemente)



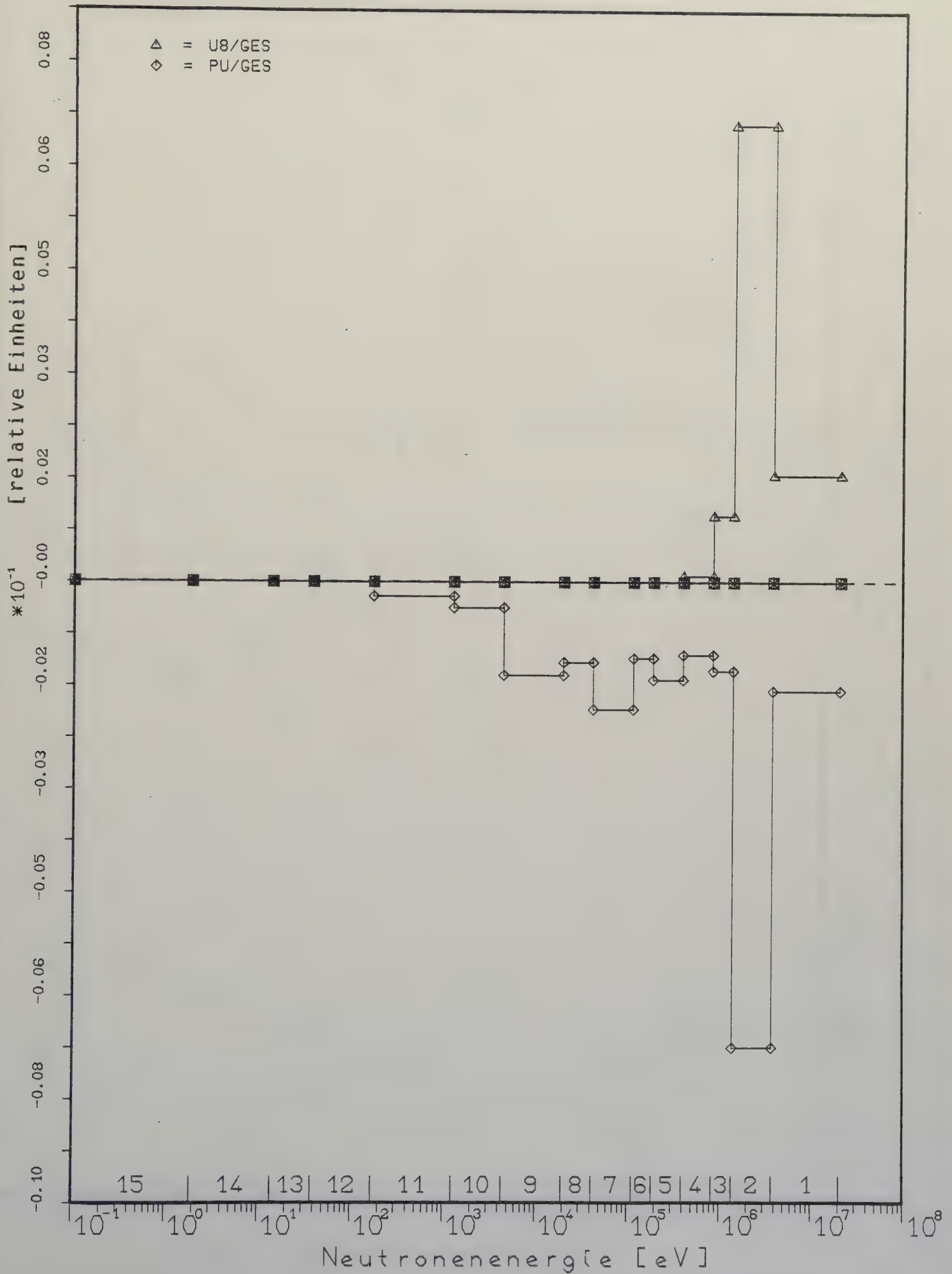
Diagr.25: a Neutronenflußspektrum $\bar{\phi}_g$
b Relative Abweichungen vom Referenzspektrum
 — KALO/Mat. 1, -- Ref./Mat. 2 u. 3



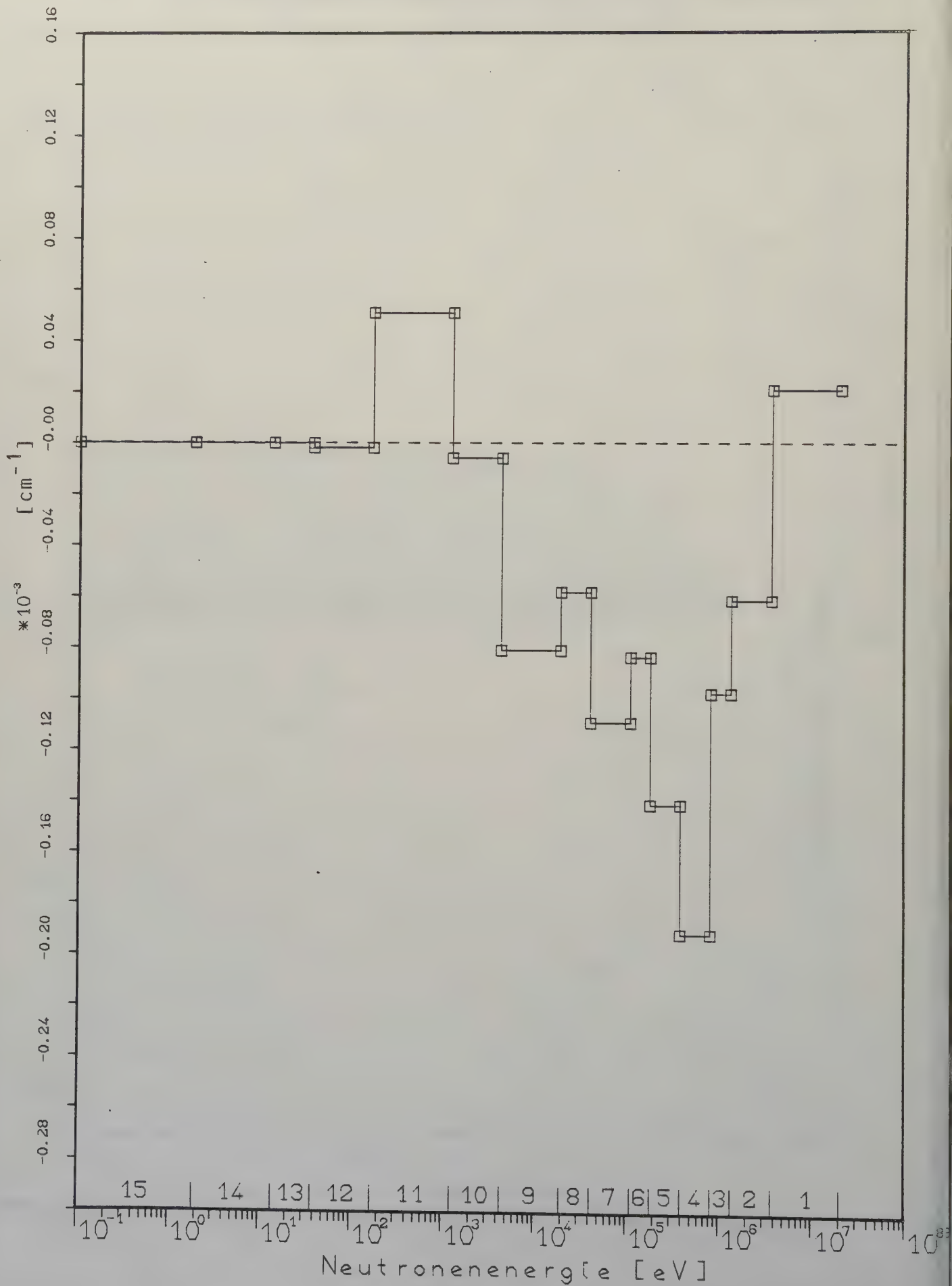
Diagr.26: a KALO-Spaltspektrum $\bar{x}_g^K$ für Mat. 1
b Relative Abweichungen vom Referenzspektrum $\bar{x}_g^R$



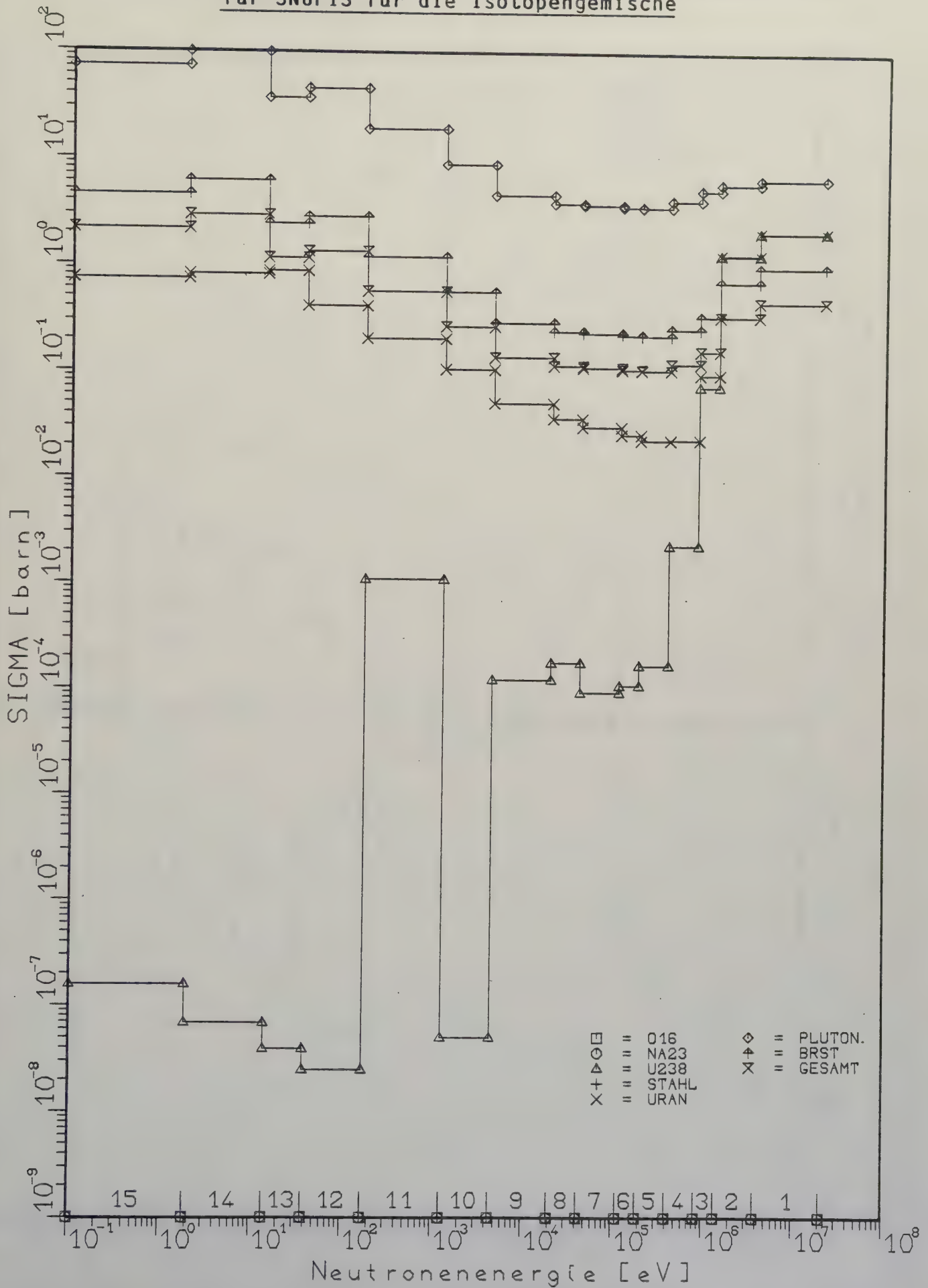
Diagr.27: Effektive Differenz der normierten Sekundär-
neutronenanzahl für verschiedene Isotope
zweier Materialien



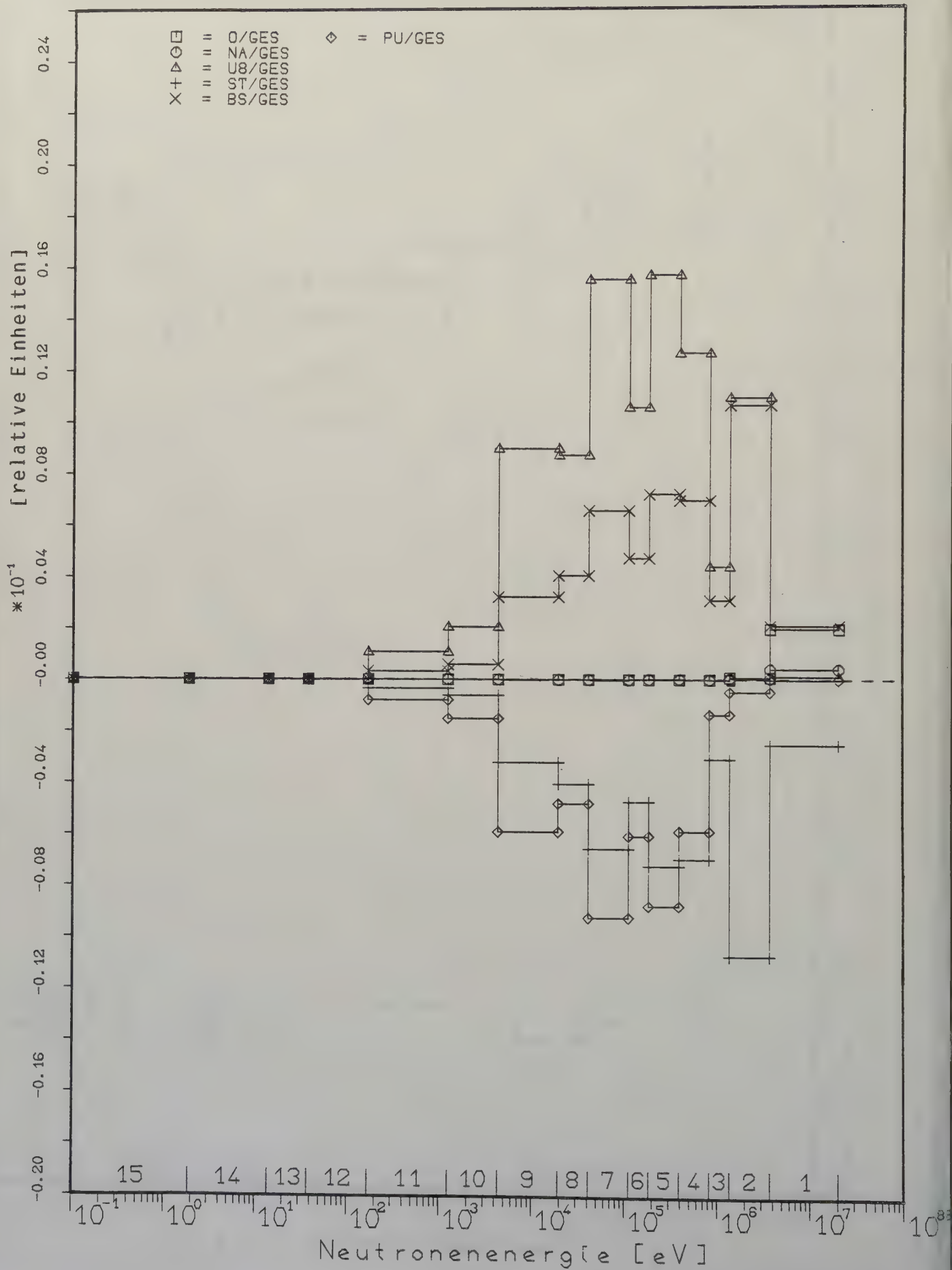
Diagr.28: Gesamtratendifferenz für die Sekundärneutronen
(NUFIS) zweier Materialien



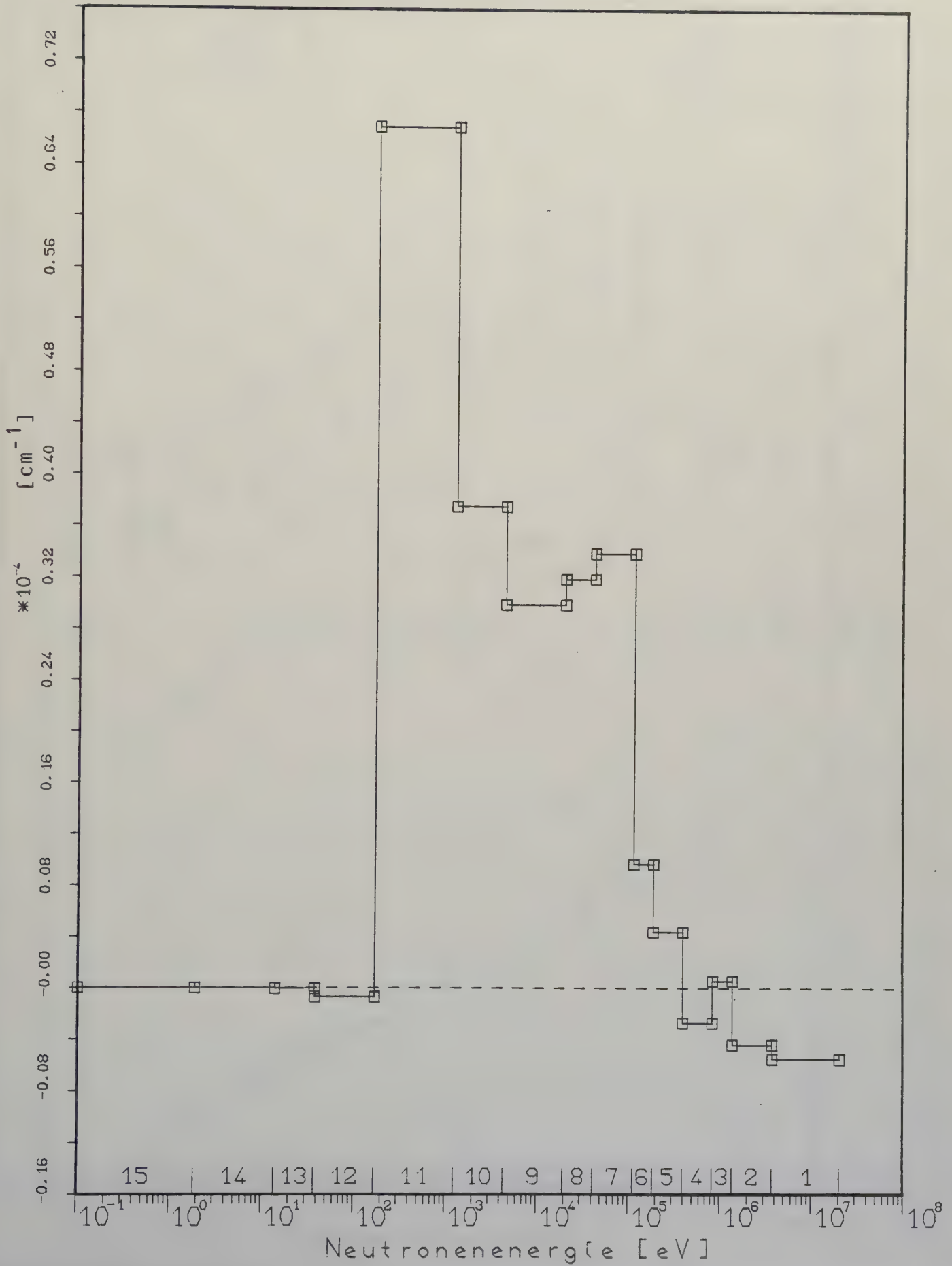
Diagr.29: Abgeschirmte mikroskopische Wirkungsquerschnitte
für SNUFIS für die Isotopengemische



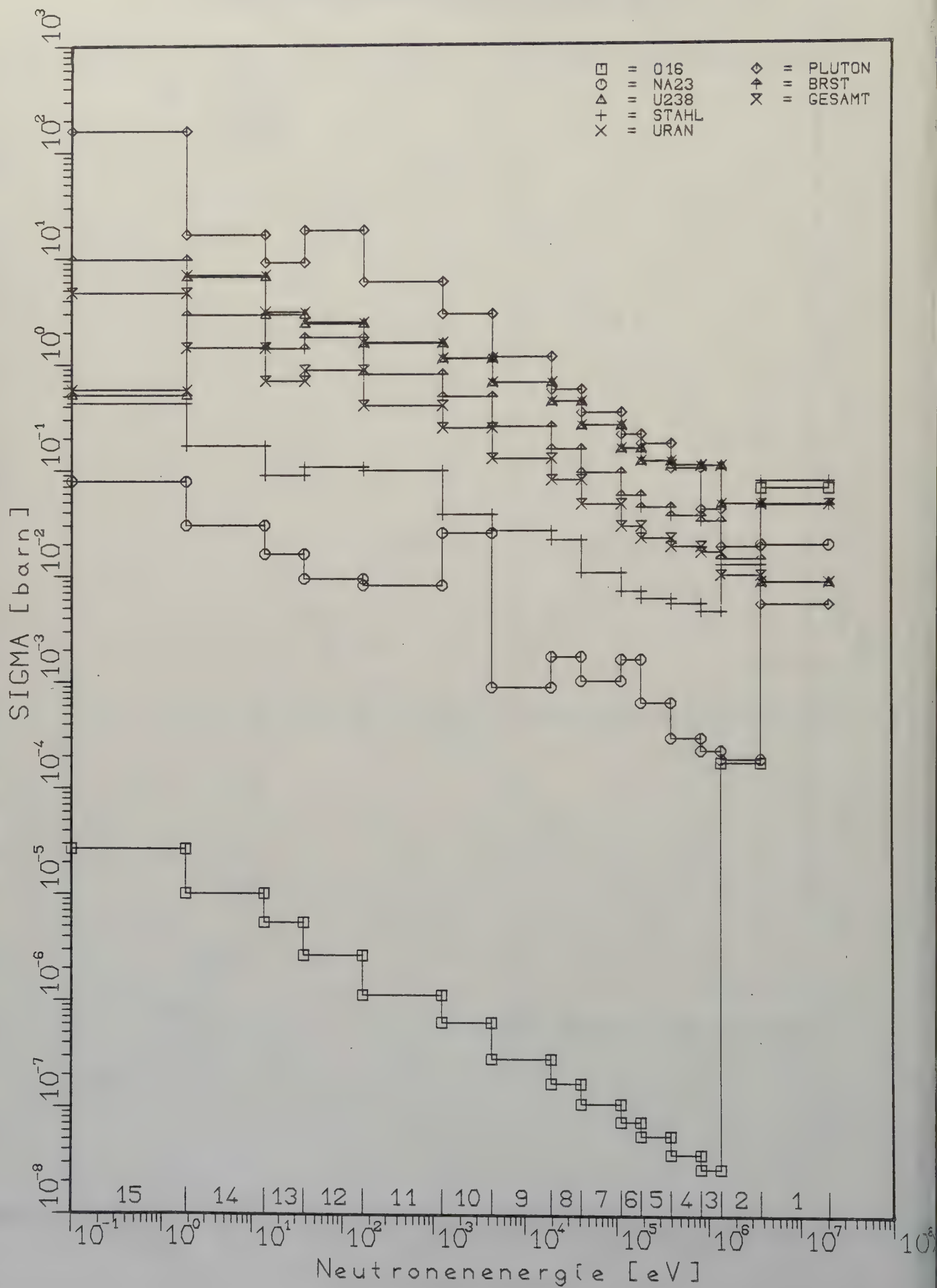
Diagr.30: Effektive Differenz der normierten Einfangraten
für verschiedene Isotope zweier Materialien



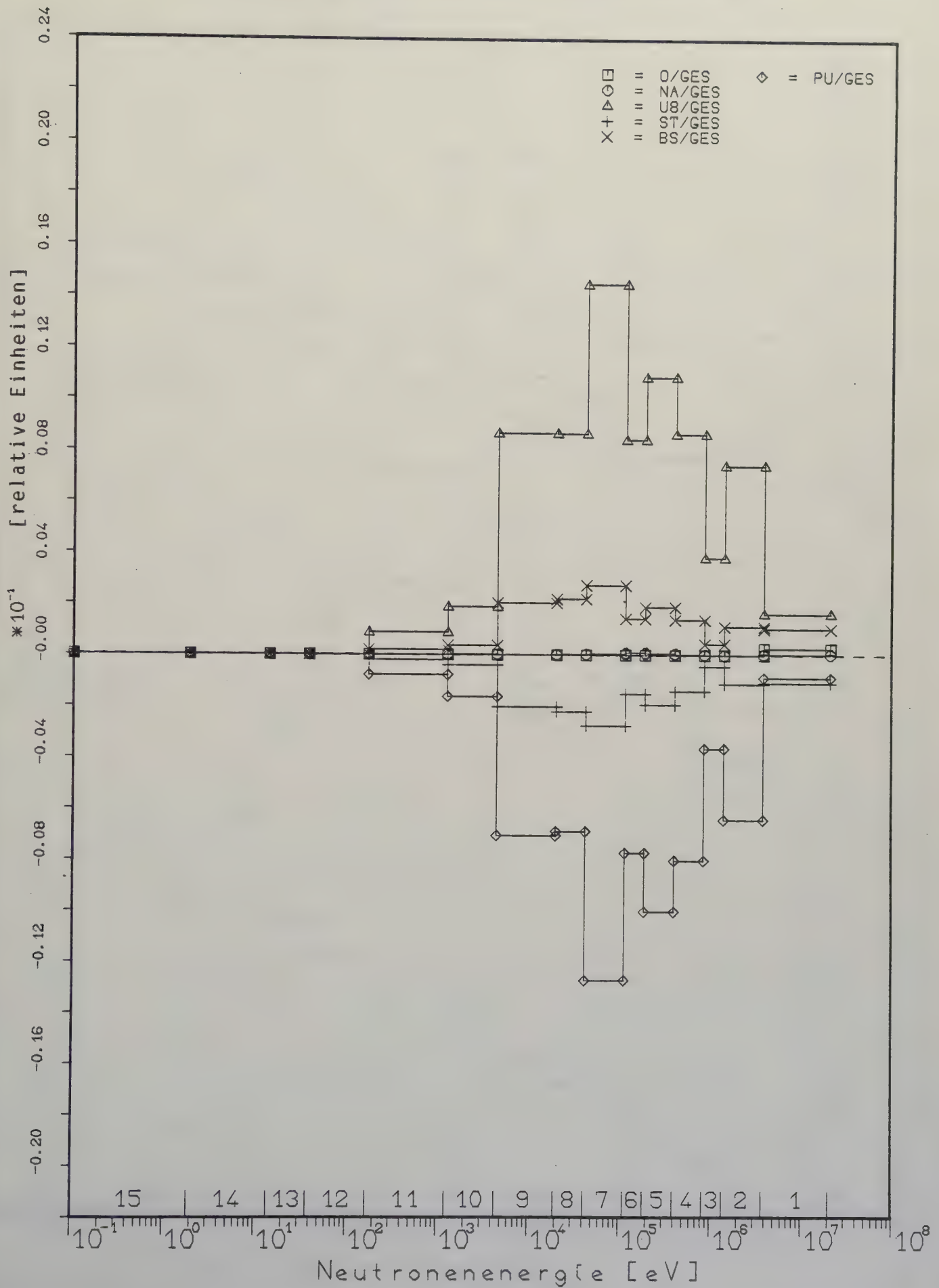
Diagr.31: Gesamtratendifferenz für Neutroneneinfang
zweier Materialien



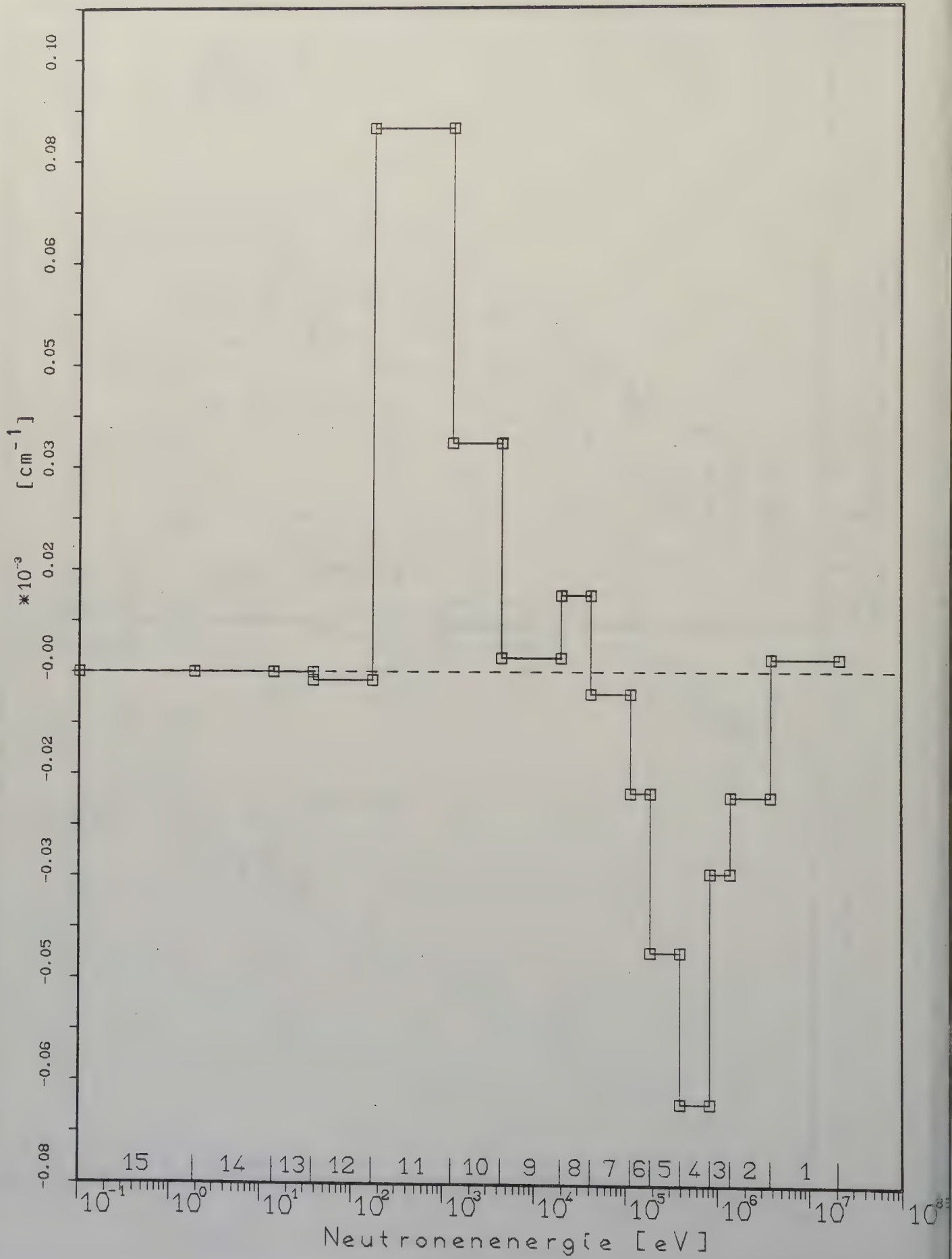
Diagr.32: Abgeschirmte mikroskopische Wirkungsquerschnitte
für SCAP für die Isotopengemische



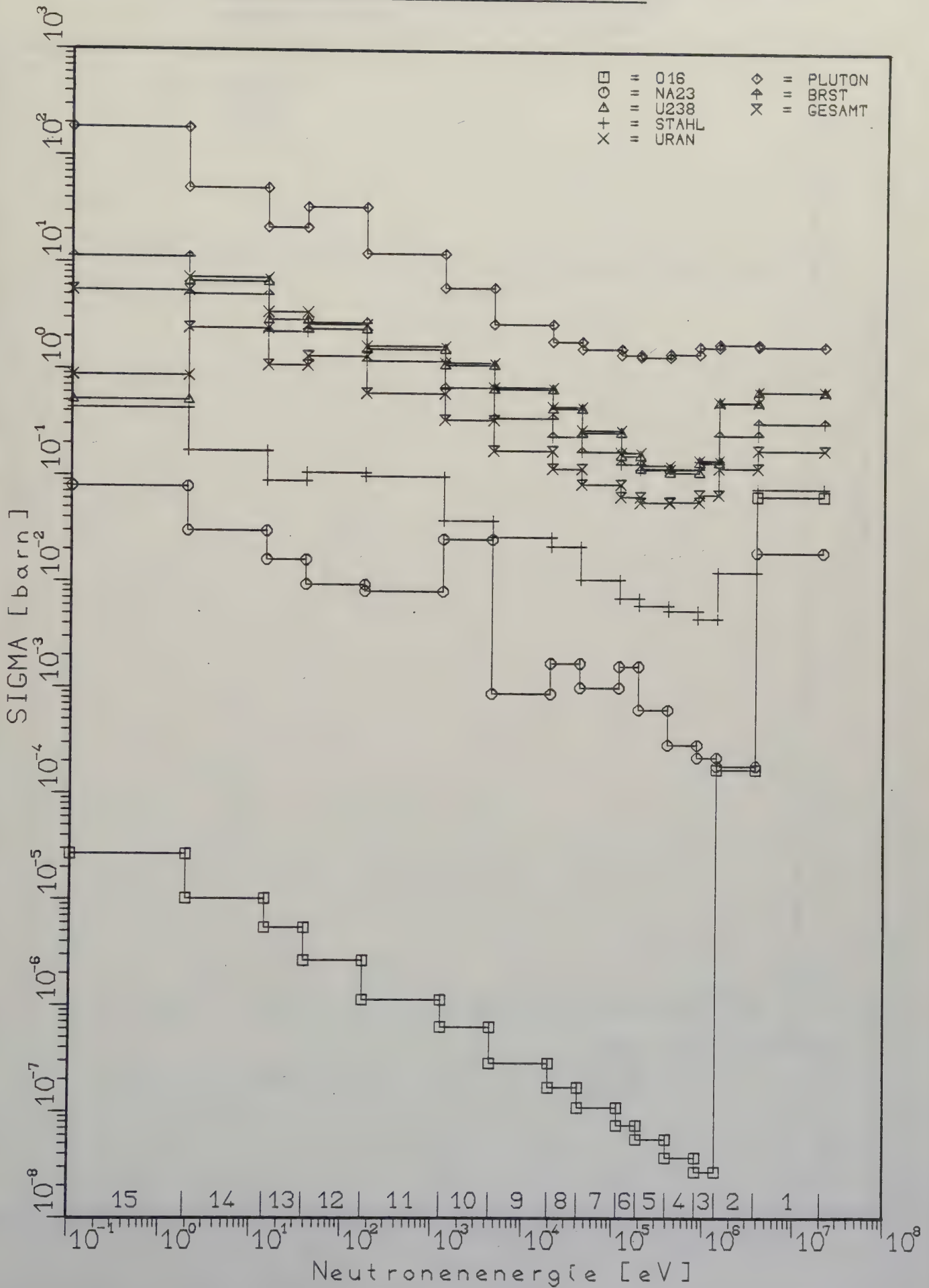
Diagr.33: Effektive Differenz der normierten Absorptionsraten
für verschiedene Isotope zweier Materialien



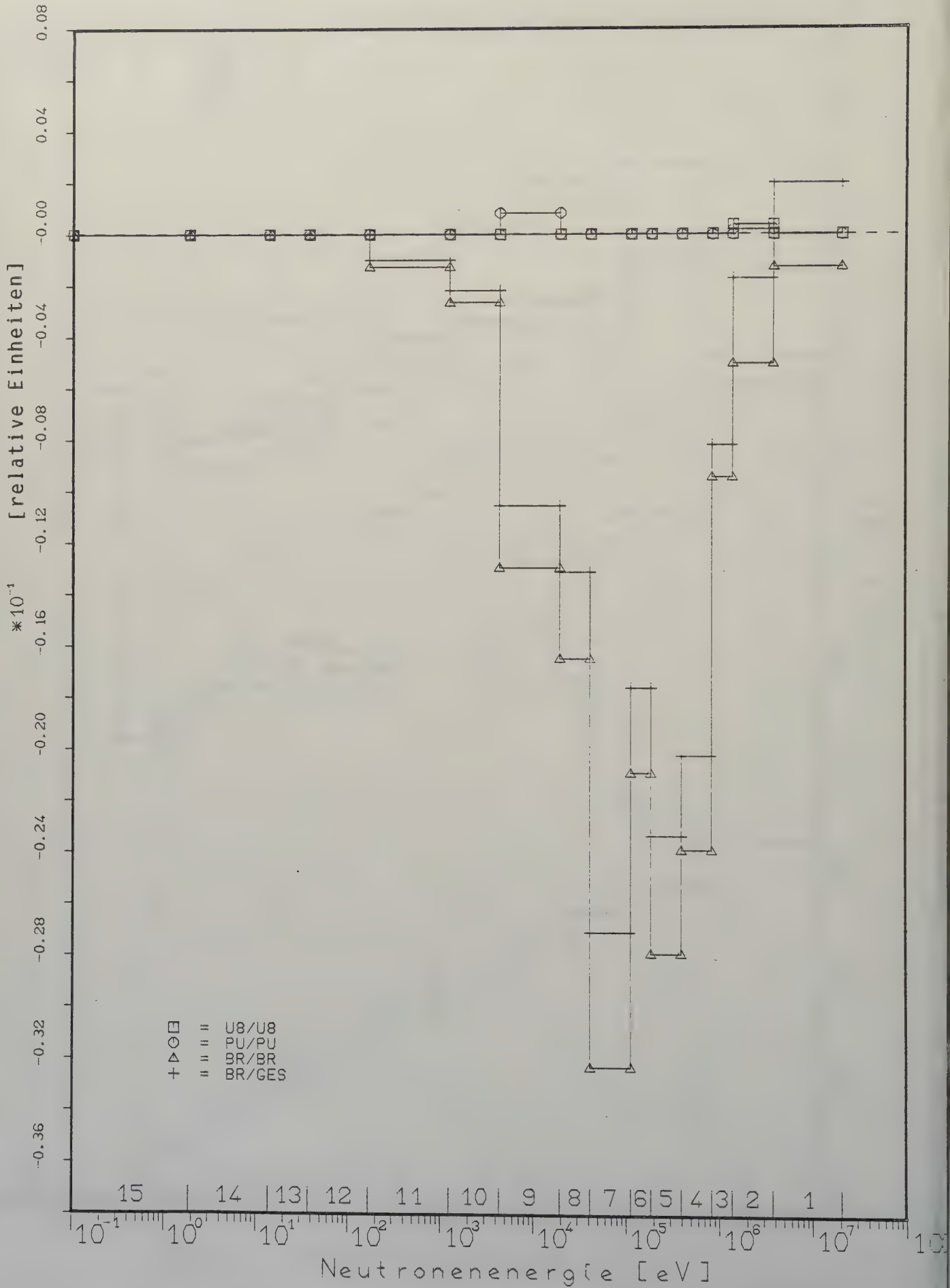
Diagr.34: Gesamtratendifferenz für Neutronenabsorption
zweier Materialien



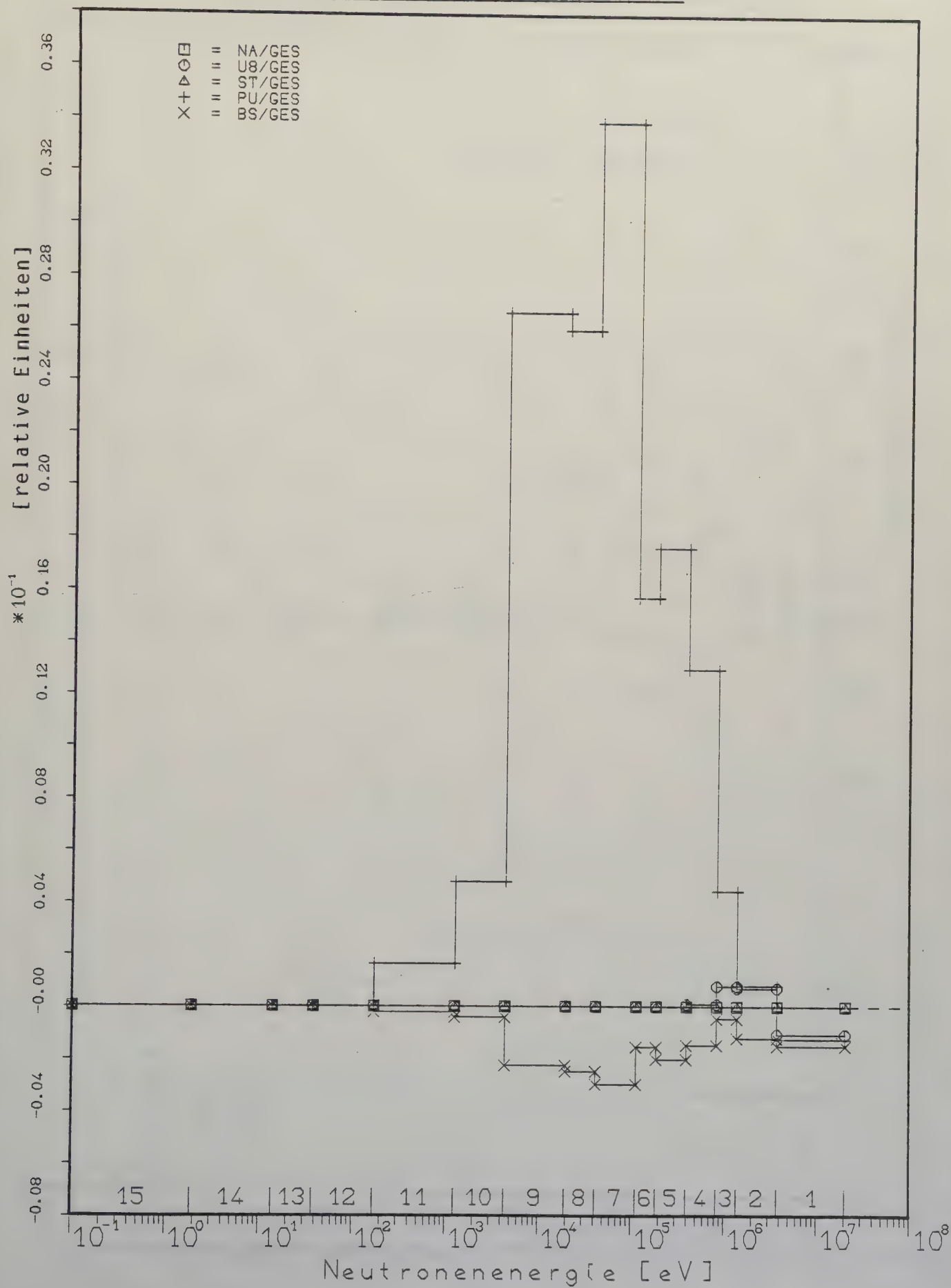
Diagr.35: Abgeschirmte mikroskopische Wirkungsquerschnitte
für SABS für die Isotopengemische



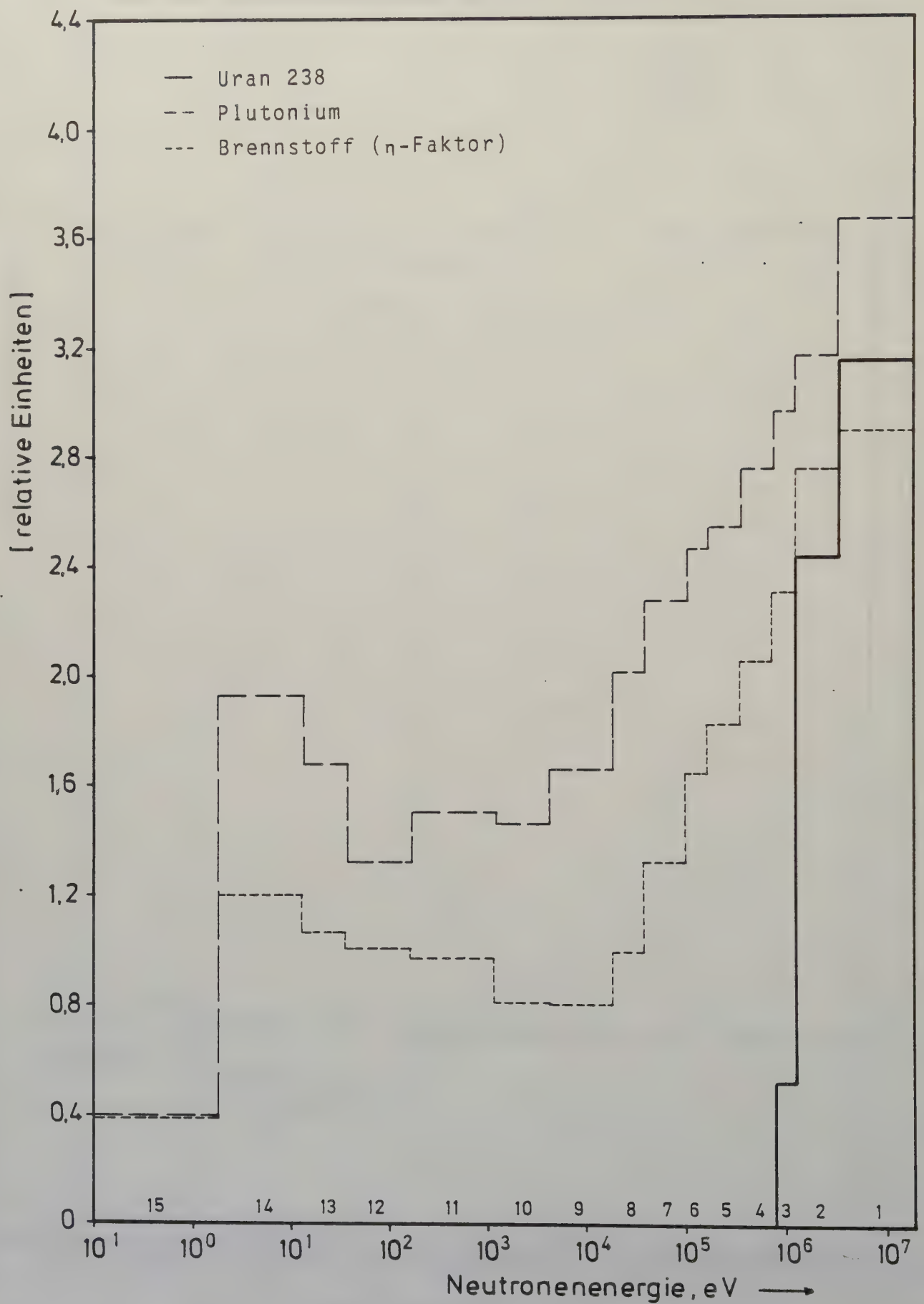
Diagr.36: Effektive Differenz der Quotienten NUFIS/ABS
für Isotopengemische zweier Materialien



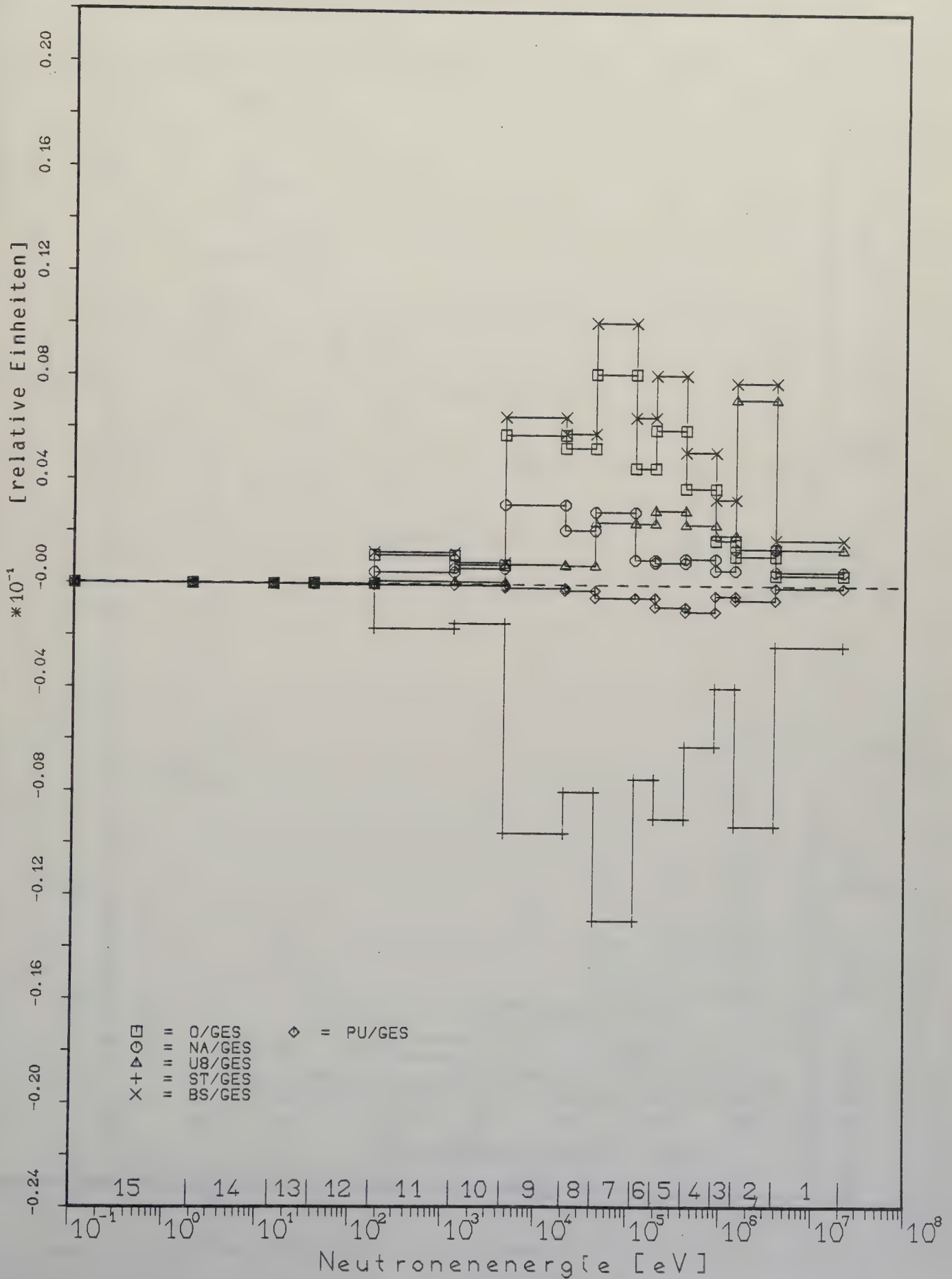
Diagr.37: Effektive Differenz der Quotienten aus isotonen-
abhängiger Sekundärneutronenanzahl und Gesamt-
absorptionsrate zweier Materialien



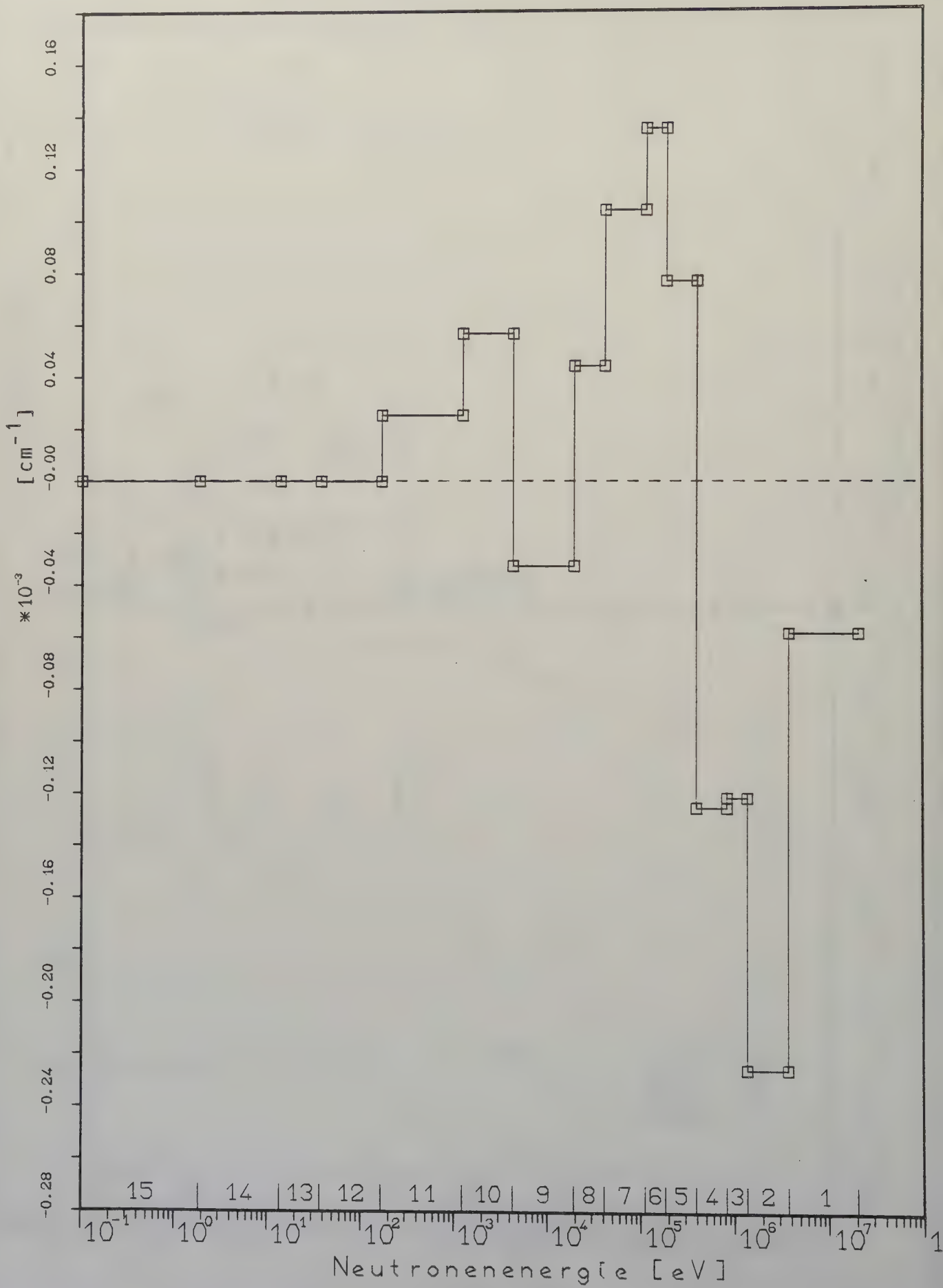
Diagr.38: Energieabhängigkeit der Ratenverhältnisse
NUFIS/ABS



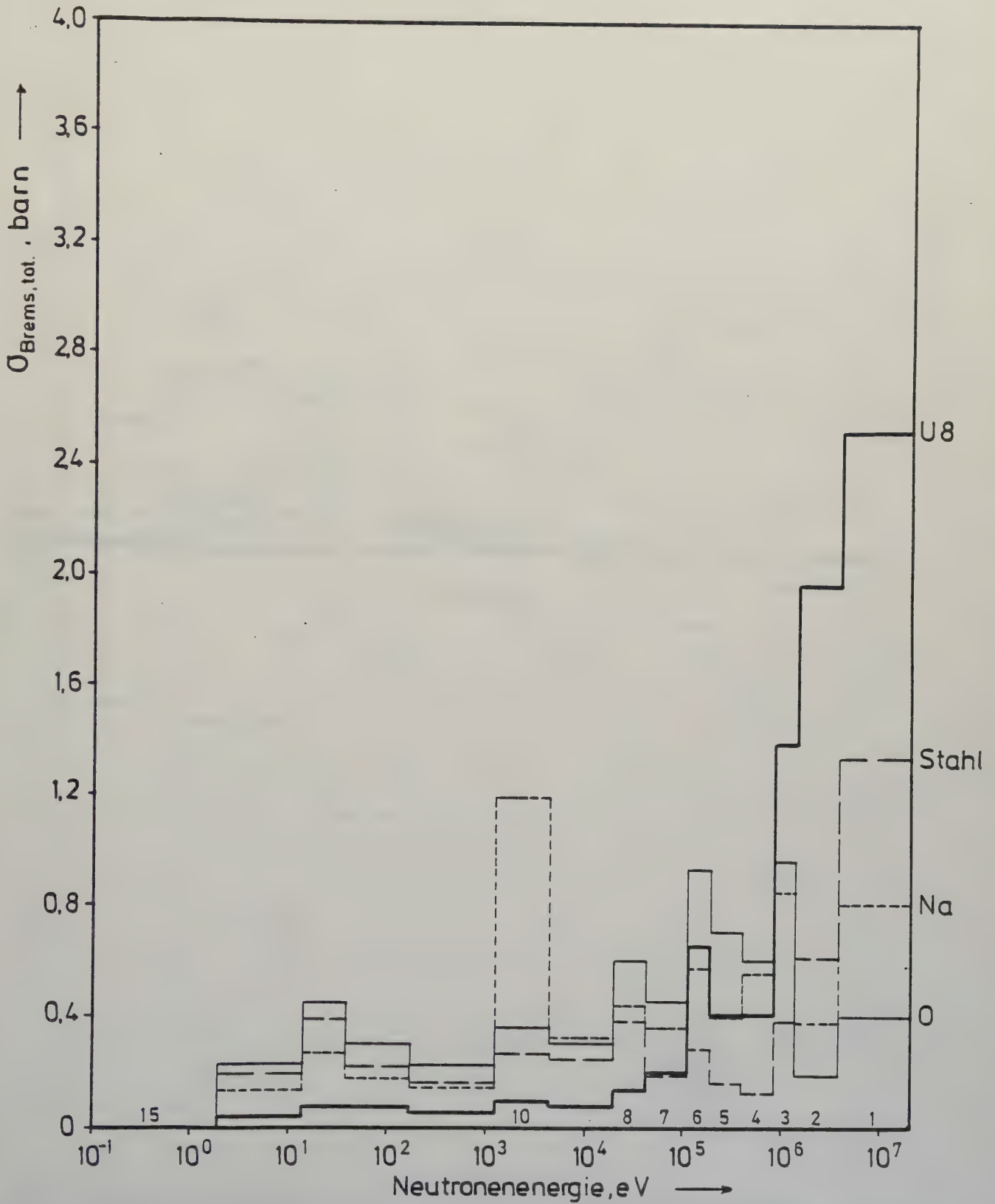
Diagr.39: Effektive Differenz der normierten Bremsraten
für verschiedene Isotope zweier Materialien



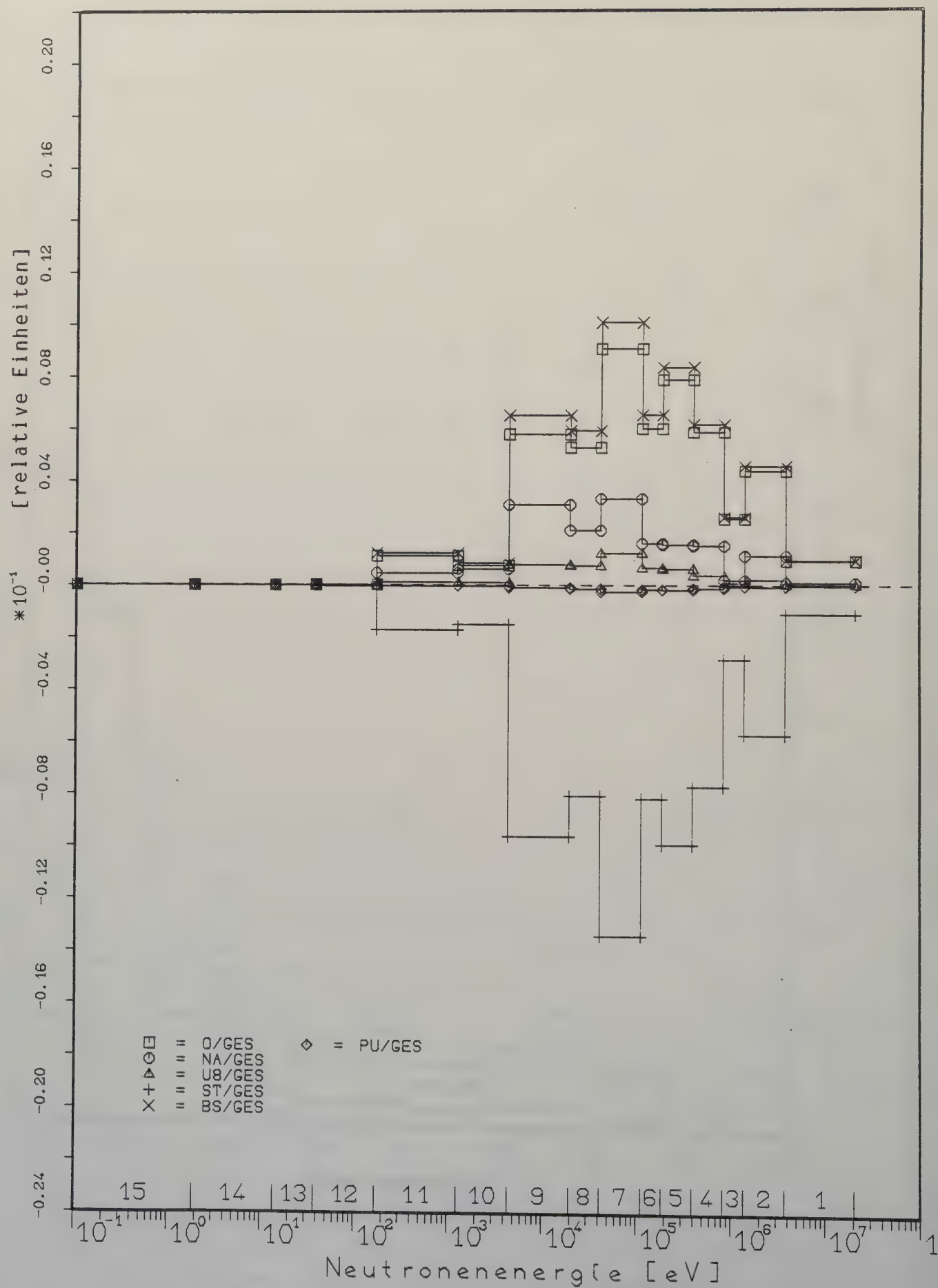
Diagr.40: Gesamtratendifferenz für Neutronenbremsung
zweier Materialien



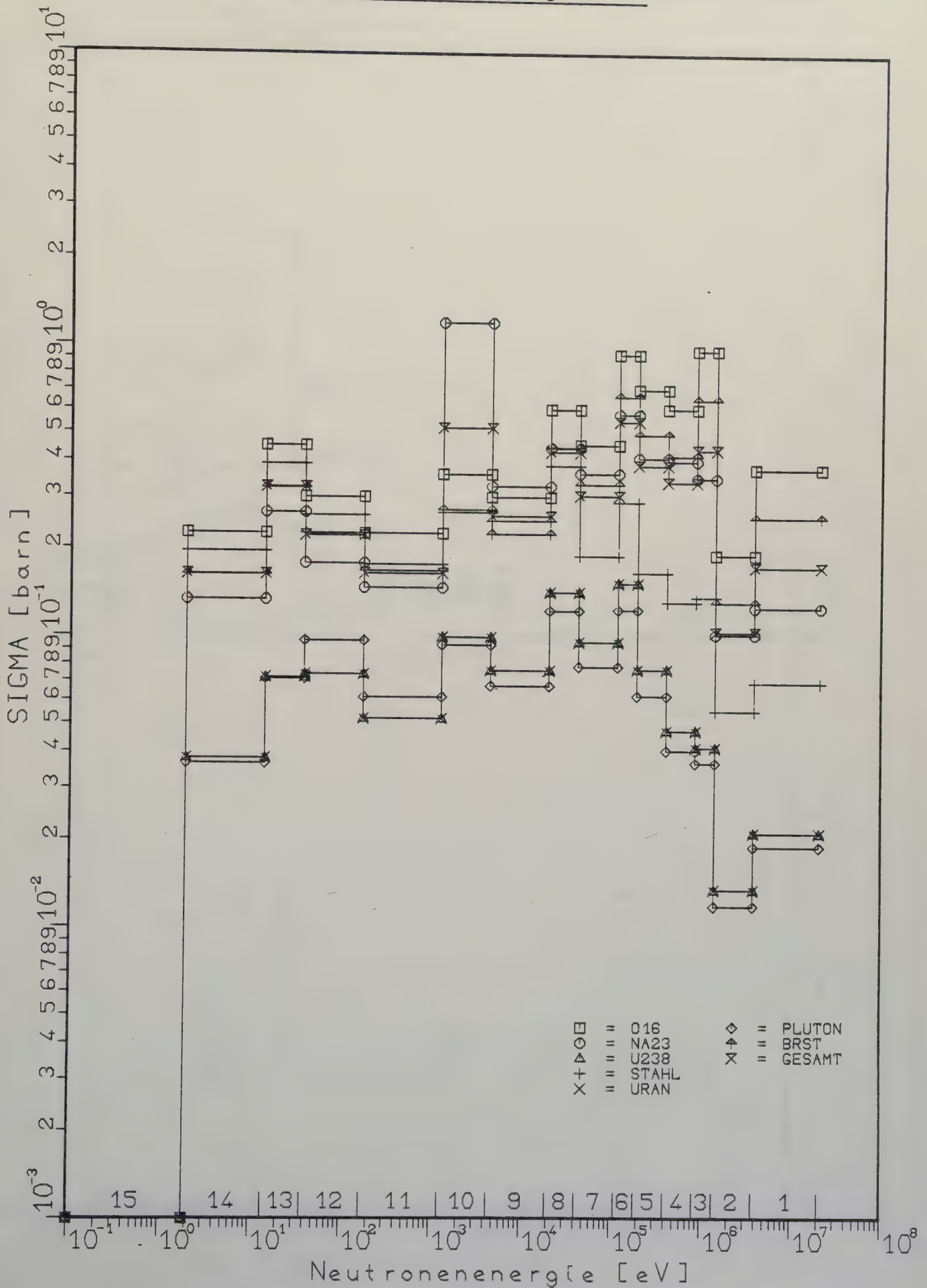
Diagr.41: Abgeschirmte mikroskopische Wirkungsquerschnitte
für totale Neutronenbremsung

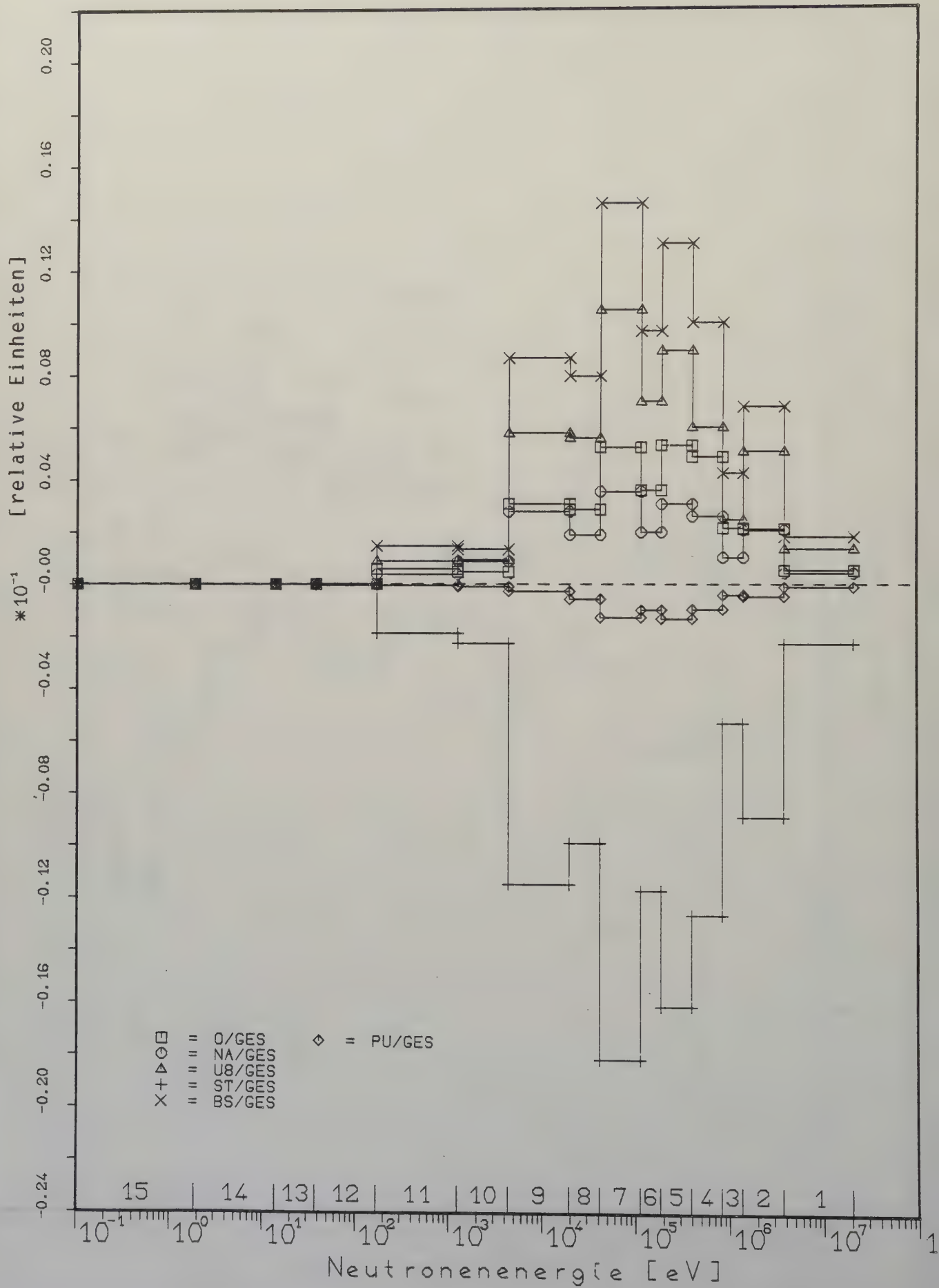


Effektive Differenz der normierten Raten der elastischen Bremsung für verschiedene Isotope

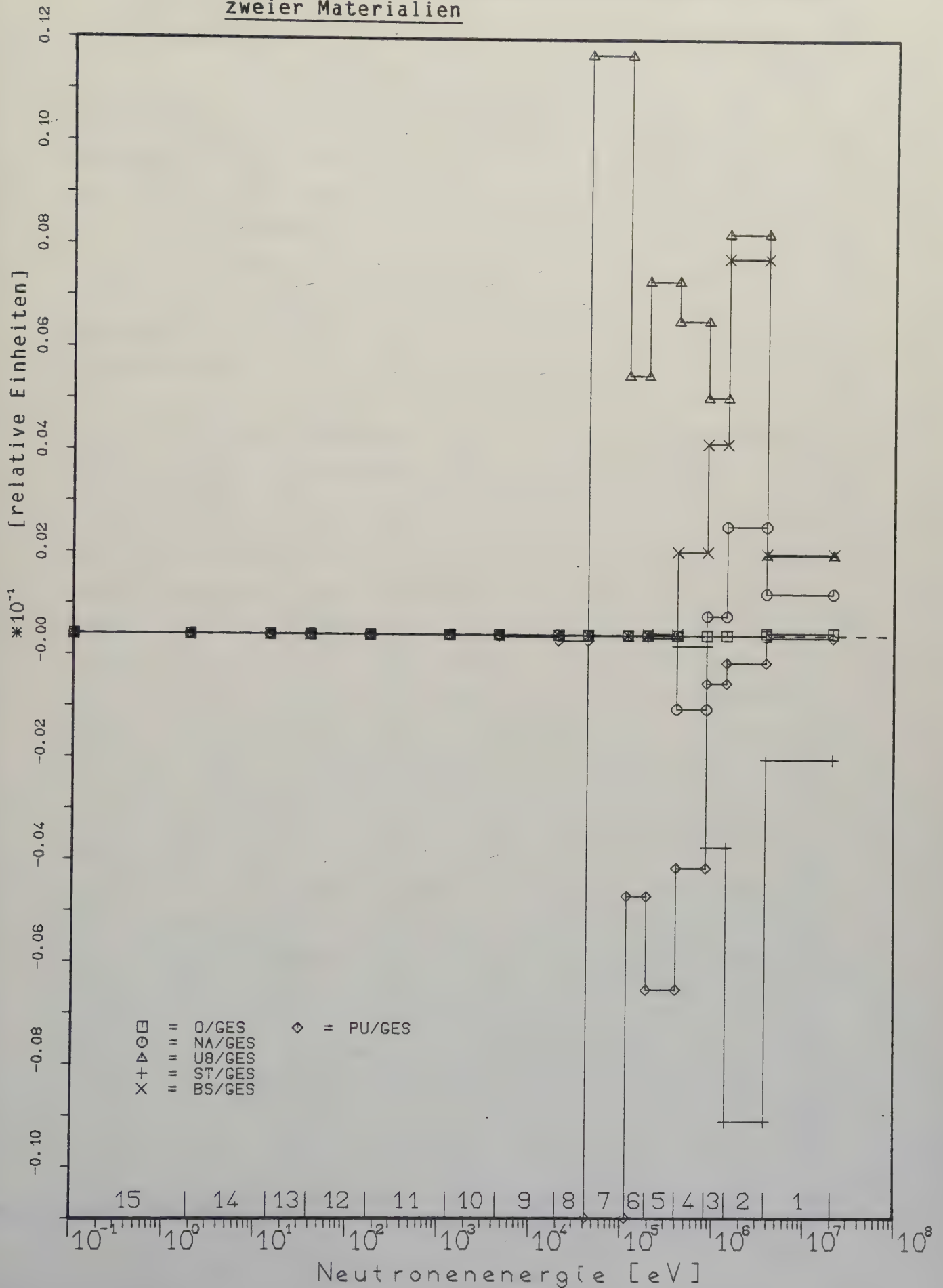


Diagr.43: Abgeschirmte mikroskopische Wirkungsquerschnitte für SREL für die Isotopengemische

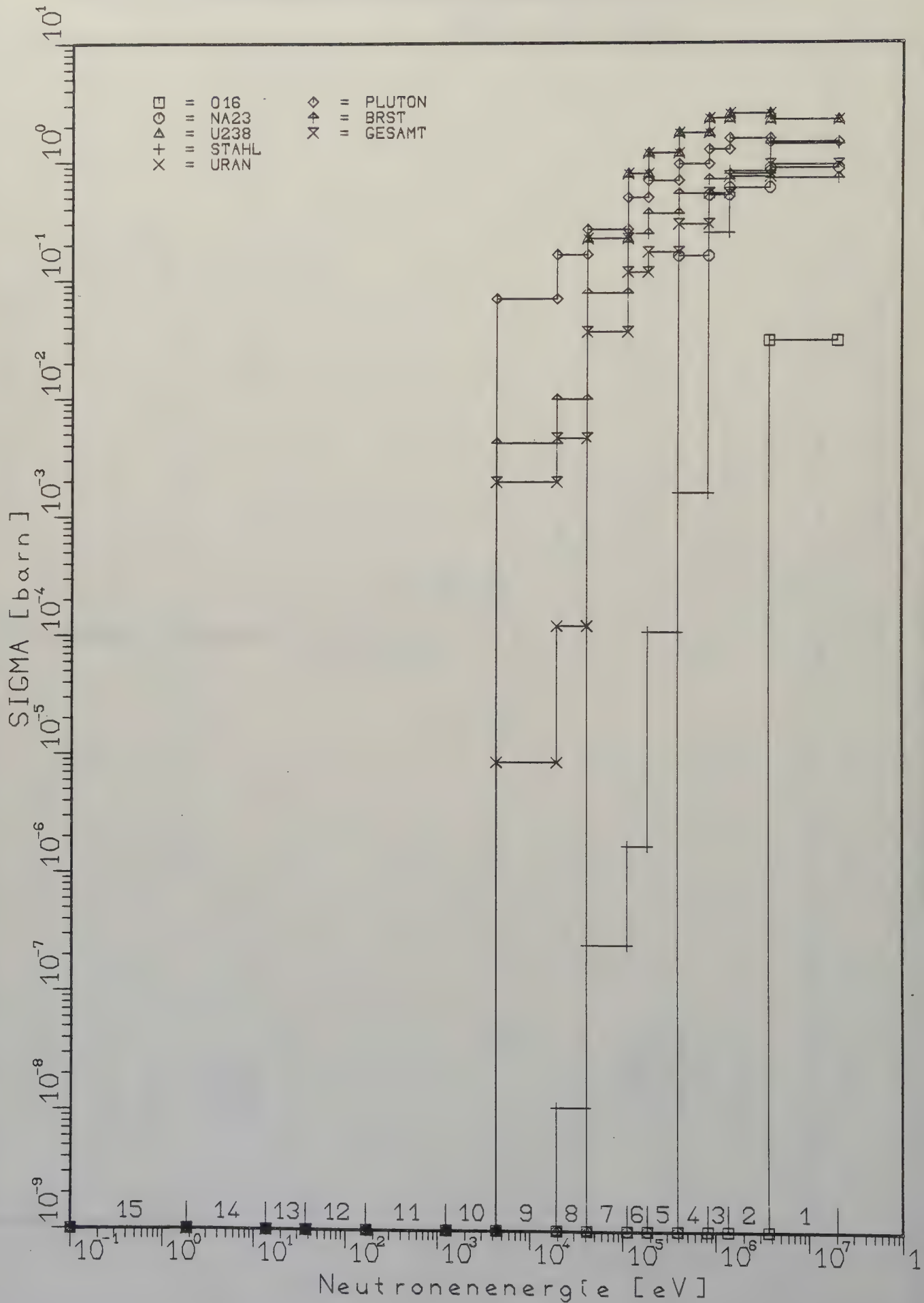




Diagr.45: Effektive Differenz der normierten Raten der inelastischen Streuung für verschiedene Isotope zweier Materialien



Diagr.46: Abgeschirmte mikroskopische Wirkungsquerschnitte
für SSCIN für die Isotopengemische



5.3 Möglichkeiten der neutronenphysikalischen Auslegungs- optimierung

Als ein weiterer Schritt zur Verbesserung der berechneten Anordnung sollte geprüft werden, inwieweit das Festhalten an einigen Randbedingungen notwendig bzw. sinnvoll ist, wie z.B. die Standzeit der Elemente, die konventionelle zwei-zonige Core-Gestaltung etc., oder ob gegebenenfalls geeignetere Auslegungsstrategien gefunden werden können.

Von diesen Überlegungen unabhängig läßt sich jedoch für das beschriebene Konzept feststellen, daß eine Reduktion des Natrium-Volumenanteils sowie voraussichtlich auch des Absorber-Anteils des Regelungssystems möglich ist.

5.3.1 Beschränkt man sich zunächst auf die Natriumreduzierung, wird neben einer geringen Erhöhung des Stahlanteils auf Grund dickerer Stäbe der Brennstoff je Einheitszelle (BE, IABE) vermehrt (siehe 8.2.12, Seite 152).

Bei Natriumreduktion von ca. $3,8 \text{ } \nu/\text{o}$ im Sinne einer Anpassung des P/d-Verhältnisses der Brennstäbe an den Referenzfall erhöht sich der Brennstoffanteil um $3,2 \text{ } \nu/\text{o}$ und der Stahlanteil um $0,5 \text{ } \nu/\text{o}$. Für eine rechnerisch verifizierte Variation des Natriumvolumenanteils in einer Brennelementzelle des Materials 1 (innere Spaltzone) von $-3 \text{ } \nu/\text{o}$ zeigt sich bei einer relativen Reduktion der Natrium- wie auch Stahlabsorption eine weitere Verschiebung zur Brennstoff-, das heißt im wesentlichen U-238-Absorption (Diagramm 47, Seite 115).

Deutlicher wird dieser Effekt für den Neutroneneinfang (Diagramm 48, Seite 116). Der ca. 5,7 % relativen Natriumkonzentrationsabnahme steht zwar eine Brennstoffkonzentrationszunahme von ca. 9,2 % gegenüber, jedoch kann die Zunahme der Bremsung am Uran den reduzierten Anteil für Natrium nicht kompensieren (Diagramm 49, Seite 117). Ferner deutet die verringerte Absorption im Stahl wegen des

näherungsweise 1/v-Verlaufs der Wirkungsquerschnitte auf eine Spektrumshärtung hin (Diagramm 35,47, Seite 99,115)

Während sich der η -Faktor nur geringfügig ändert, erfordert der Quotient aus Spaltneutronenzahl zur Gesamtabsorptionsrate, daß die Plutonium-Anreicherung weiter zu reduzieren ist. Dieses wird durch folgende Abschätzung deutlicher (Diagramm 50, Seite 118).

Aus der effektiven Multiplikationskonstanten läßt sich näherungsweise die Anreicherung α^{Pu} angeben:

$$k_{eff} \approx f \cdot \eta = \frac{\nu \bar{\sigma}_{f,U} \cdot (1 - \alpha^{Pu}) + \alpha^{Pu} \nu \bar{\sigma}_{f,Pu}}{\bar{\sigma}_{a,U} \cdot (1 - \alpha^{Pu}) + \alpha^{Pu} \bar{\sigma}_{a,Pu} + X \cdot \bar{\sigma}_{c,Na} + Y \cdot \bar{\sigma}_{c,St}} \quad (112.1)$$

$$\text{mit } X = \frac{N_{Na}}{N_{Br}}, \quad Y = \frac{N_{St}}{N_{Br}}$$

Durch Auflösung von (112.1) folgt:

$$\alpha_{\eta,f}^{Pu} = A + B + C \quad (112.2)$$

wobei

$$A = \frac{X(N_{Na}, N_{Br}) \cdot \bar{\sigma}_{c,Na}}{D}$$

$$B = \left[1 + \left(\frac{\bar{\sigma}_{f,Pu} \cdot (\nu_{Pu} - 1) - \bar{\sigma}_{c,Pu}}{\bar{\sigma}_{f,U} \cdot (\eta \cdot f - \nu_U) + \eta \cdot f \cdot \bar{\sigma}_{c,U}} \right) \right]^{-1}$$

$$C = \frac{Y(N_{St}, N_{Br}) \cdot \bar{\sigma}_{c,St}}{D}$$

und

$$D = \bar{\sigma}_{f,U} \cdot (\eta \cdot f - \nu_U) + \eta \cdot f \cdot \bar{\sigma}_{c,U} + \bar{\sigma}_{f,Pu} \cdot (\nu_{Pu} - 1) - \bar{\sigma}_{c,Pu}$$

Während sich die Terme B und D nur geringfügig ändern, da sich die Änderungen der mittleren mikroskopischen Wirkungsquerschnitte und die Spaltneutronenausbeute mit der geringen Spektrumsänderung nahezu kompensieren, variieren die Ausdrücke A und C gegenläufig. Bei der gegebenen Natriumvariation

überwiegt der negative Anteil in der Bilanz (412.2). Die positive Brutratenänderung bewirkt eine weitere Senkung über die geringere aufzubringende Überschußanreicherung auf Grund des Abbrandreaktivitätsverlustes.

$$\delta \alpha^{Pu} = \delta \alpha_{n,f}^{Pu} + \delta \alpha_{Abbr}^{Pu} \quad (113.1)$$

$$\delta \alpha_{n,f}^{Pu} = \frac{1}{D} \cdot [\Delta X(N_{Na}, N_{Br}) \cdot \sigma_{c,Na} + \Delta Y(N_{St}, N_{Br}) \cdot \sigma_{c,St}]$$

$$\delta \alpha_{Abbr}^{Pu} = - \epsilon \cdot \alpha^{Pu} \cdot \frac{\delta IBR}{k_{eff}}$$

mit

$$k_{eff} = k_0 + \Delta k_{Abbr}, \quad \epsilon = \text{Konstante}$$

Die Vergrößerung des Uran-238-Anteils führt zu einem zunehmend günstigeren Verhalten der Reaktivitätsänderung bezüglich des Dopplereffektes.

Wegen des geringeren Unterschiedes in der Streuwahrscheinlichkeit, das heißt der Transparenz der Anordnung beim Voiden, wird der Leckageterm des Voideffektes

$$\frac{\delta k_{eff}}{k_{eff}} = - B^2 \cdot \frac{\delta D(\sigma^S)}{D(\sigma^S)} \quad (113.2)$$

dagegen nachteilig beeinflusst. Die Beurteilung des in jedem Fall ungünstig wirkenden Spektralterms

$$\delta k_{eff} \sim (\Phi \cdot \delta \Sigma) \cdot \Phi^* \quad (113.3)$$

hängt davon ab, inwieweit die Wirkung der verminderten Konzentrationsvariation $\sigma_{Na} \cdot \delta N_{Na}$ von der störungsbedingten relativen Spektrumshärtung kompensiert wird. Diese relative Spektrumshärtung wird prinzipiell stärker sein als in der unkorrigierten Anordnung, da sich durch die Anreicherungsreduktion ein weiches Spektrum einstellt.

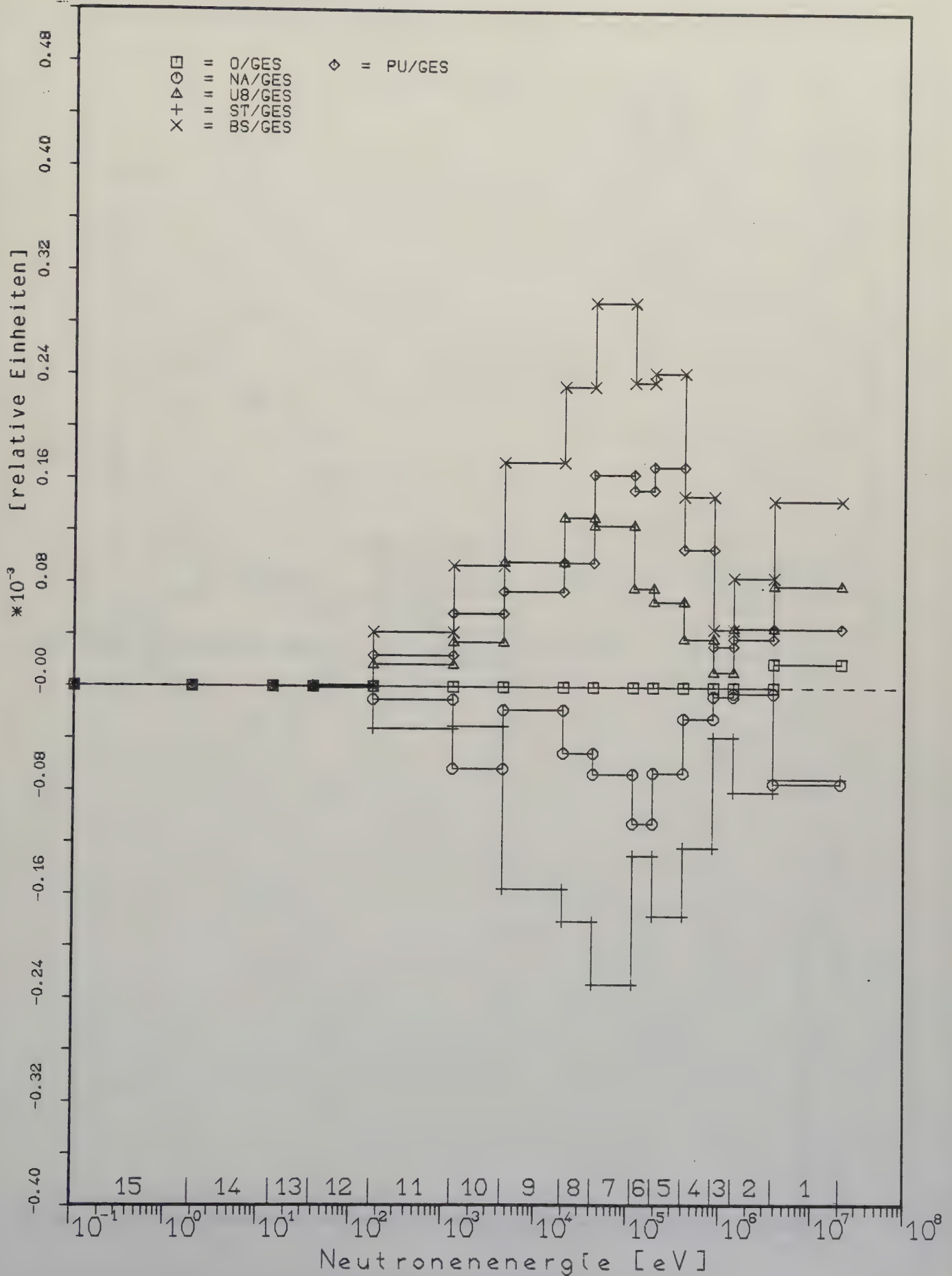
5.3.2 Eine prinzipielle weitere Verbesserung der Brutrate, bedingt durch den erhöhten Brutstoffanteil, läßt sich dadurch verwirklichen, daß der durch die bisherige Maßnahme gesenkte η -Faktor ($\eta \cdot f \sim k = \text{const.}$, für $f^{\text{korrr}} > f$) wieder angehoben wird.

Dieses Ziel wurde bisher auslegungsseitig bei Anordnungen mit Kastenelementen durch Einbringen von Brutstoffinseln in den aktiven Spaltbereich hoher Neutronenflußdichte erfolgreich verifiziert /17/. Der höhere η -Faktor wäre in diesem Fall die Konsequenz der notwendigen höheren Anreicherung auf Grund der dort erwünschten Neutronen-Leckage in die Brutbereiche.

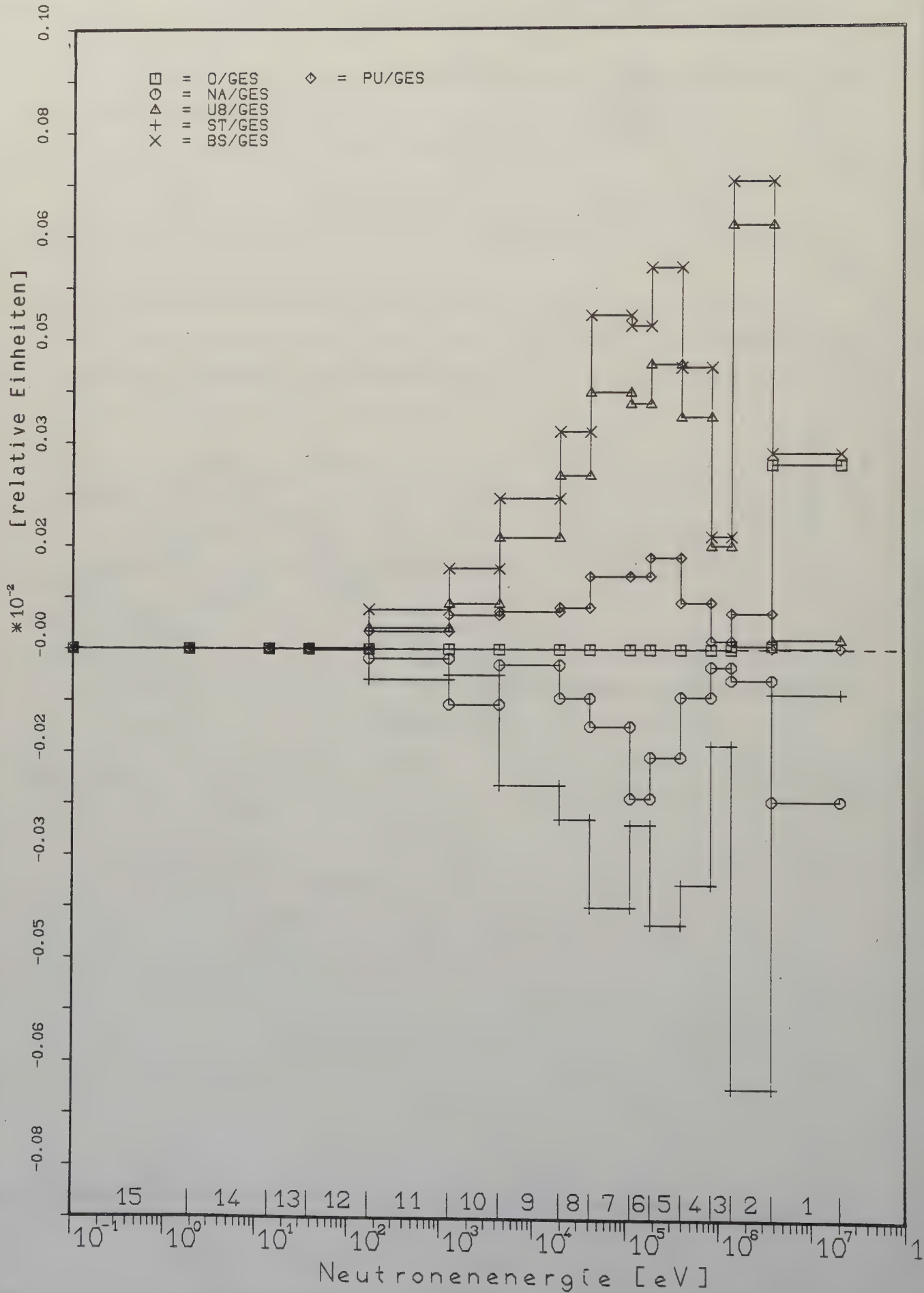
Diese Höheranreicherung käme konsequenterweise über die damit verbundene Spektrumshärtung einer positiven Beurteilung des Spektralterms des Voideffektes, also einem verbesserten Sicherheitsverhalten entgegen.

Die zuletzt genannten Überlegungen zur heterogenen Kerngestaltung beziehen sich jedoch ausschließlich auf neutronenphysikalische Effekte, unbeachtet der strömungstechnischen Realisierbarkeit der thermohydraulischen Erfordernisse für die offene Elementanordnung.

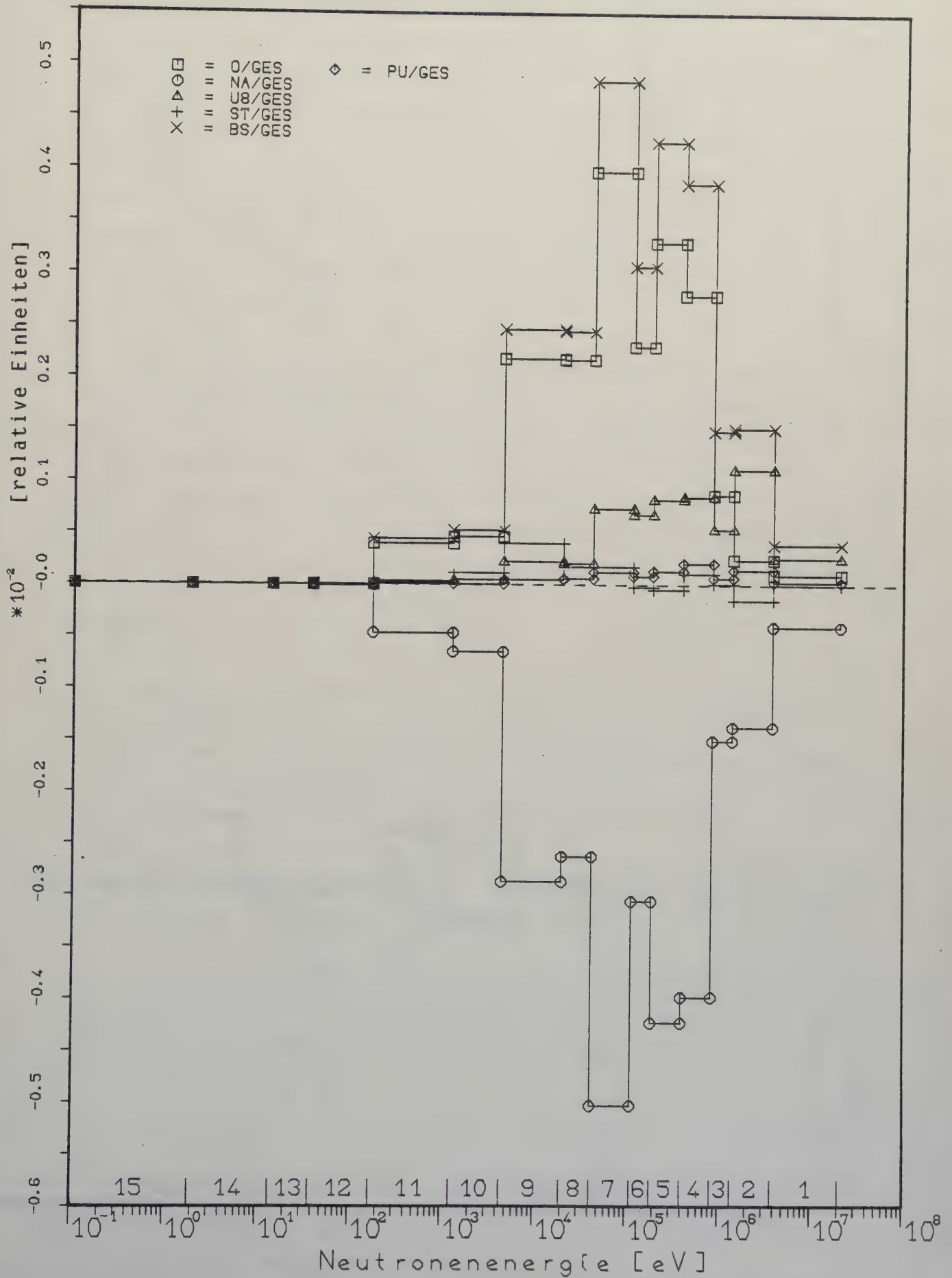
Diagr.47: Effektive Differenz der normierten Absorptions-
raten für verschiedene Isotope bei Parameter-
variation



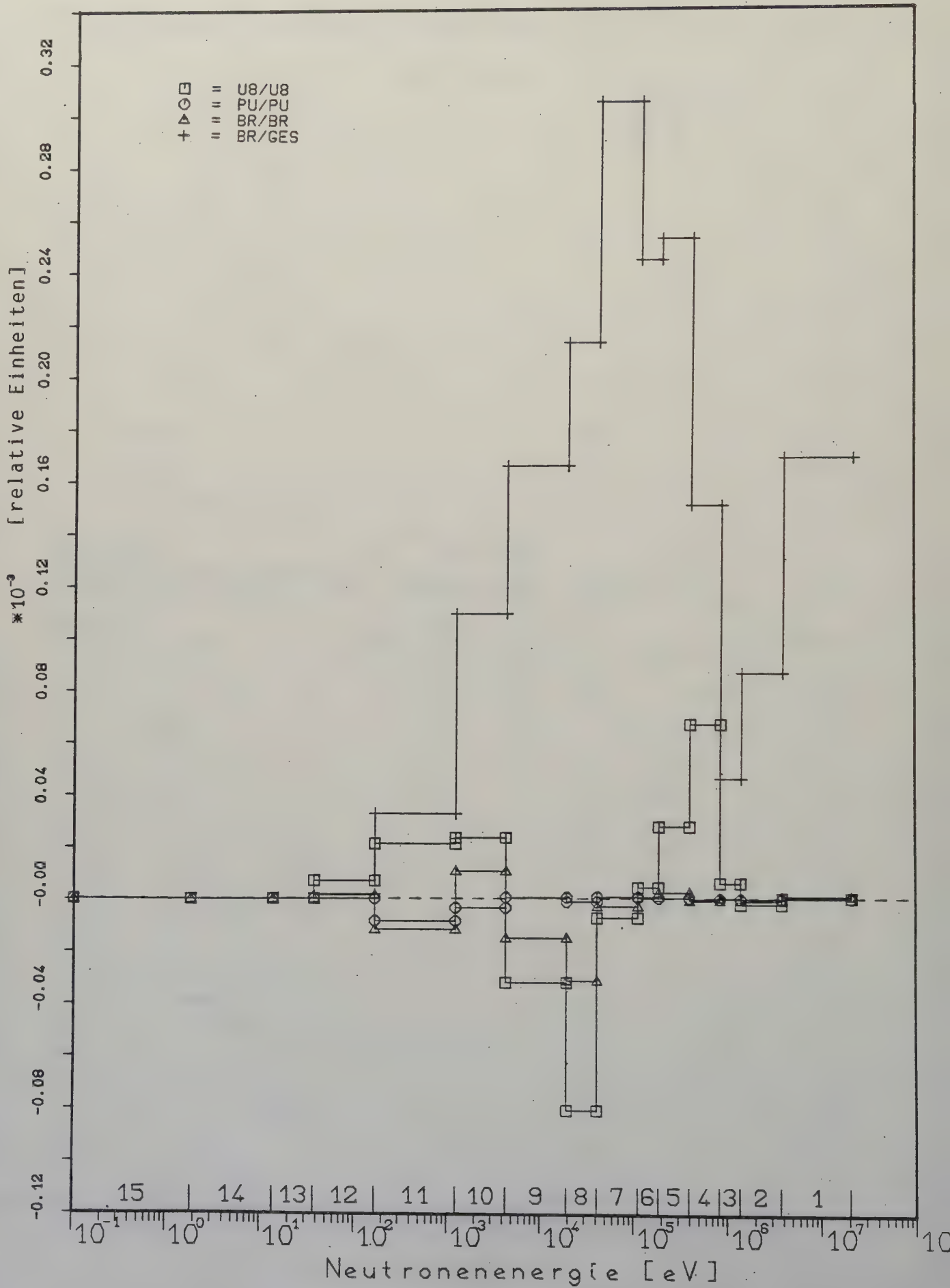
Diagr.48: Effektive Differenz der normierten Einfanggraten
für verschiedene Isotope bei Parametervariation



Diagr.49: Effektive Differenz der normierten Bremsraten
für verschiedene Isotope bei Parametervariation



Diagr.50: Effektive relative Abweichung der Raten-
verhältnisse NUF/ABS bei Parametervariation



6. Rechengenauigkeit und Fehlerbetrachtung

Eine quantitative Fehleranalyse — gemessen an den realen Verhältnissen — läßt sich an dieser Stelle nicht durchführen. Bestenfalls können relative Genauigkeiten der verwendeten Rechenmoduln in Abhängigkeit von beispielsweise der Anzahl von Rundungsstellen, Maschenpunkten, Iterationsschritten etc. oder vergleichbarer Toleranzen anderweitig verifizierter analoger Rechengänge angeführt werden. Im Wesentlichen sollen jedoch die Einflüsse einschränkender Maßnahmen und Fehler vorausgehender Recheneinheiten auf bestehende Wechselbeziehungen und bestimmte Ergebnisdaten qualitativ angedeutet werden.

Der Vertrauensgrad der Aussagegenauigkeit ist in unmittelbarem Zusammenhang mit den vorgegebenen Randbedingungen zu sehen. Daher sind die Ergebnisse auch nur in einem genügend engen Intervall des Kongruenzbereichs von Problemstellung und Lösungsmodell entsprechend genau interpretierbar. Abbildung 9, Seite 123 stellt schematisch die Einbettung und Verküpfung wesentlicher Lösungsstationen, die prinzipiell durch die Wahl jeweils spezifischer und vereinfachter Annahmen Fehlerquellen beherbergen, im Gesamtmodell dar.

Das benutzte Lösungsmodell läßt sich in drei gleichwertige Segmente aufteilen:

- Erstellen bzw. Aufbereiten eines Wirkungsquerschnittsatzes und der Gruppenkonstanten
- Durchführung von Neutronendiffusionsrechnungen in R-Z-Geometrie für stationäre Zustände
- Wahl eines Abbrandmodells zur zeitabhängigen Konzentrationsbestimmung in diskreten Zeitintervallen

6.1 Die Energiediskretisierung des kontinuierlichen Wirkungsquerschnittverlaufs ist bei genügend feiner Unterteilung des Definitionsbereichs hinreichend genau. Bezüglich einer vom

k_{eff} relativ unabhängigen Energiegruppenreduzierung sind jedoch Einschränkungen bei der Wahl der Gruppenkontraktionskomplexe sowie der notwendigen Flußspektren gegeben. Der Einfluß kann gering gehalten werden, wenn Bereiche kleiner Gradienten

$$\frac{d\sigma(E)}{dE} \text{ bzw. } \sigma_g - \sigma_{g+1} < \varepsilon \quad \text{und} \quad \frac{d\phi(E)}{dE} \text{ bzw. } \phi_g - \phi_{g+1} < \varepsilon$$

zusammengefaßt werden. Zur Erzeugung brauchbarer kontrahierter Komplex-Wirkungsquerschnitte wurde auf geeignete Spektren Wert gelegt.

6.2 Einschränkende Genauigkeits- und damit Interpretationsgrenzen sind durch die Homogenisierung und Mischung der Materialien sowie der Zylinderisierung der realen Strukturdimensionen der Anordnung gegeben. Desweiteren wirken sich die Größe der Homogenitätsbereiche und Vereinheitlichung von jeweiligen Materialtemperaturen in der Genauigkeit einschränkend aus.

Auf die nuklearen Daten wirkende Abschirmeffekte wurden weitgehend berücksichtigt.

Die in den Diffusionsrechnungen bestimmten Multiplikationskonstanten sind abhängig von der Anzahl der programminternen Iterationsprozeduren (siehe Seite 156) und der Rundungsgenauigkeit. Die für eine Fehlerminimierung im k_{eff} gewählte mittlere Maschenfläche pro Maschenpunkt liegt bei etwa 6 cm^2 im Core und 9 cm^2 im Blanket /20/.

Zur Reduzierung der Anzahl von k_{eff} -Iteration wurde die Möglichkeit der Fluß- bzw. Quellübernahme aus entsprechenden Vorrechnungen genutzt (siehe 9.3, Seite 162). Abweichungen von einer theoretisch ausiterierten Rechnung beeinflussen die kritische Masse, lokale Neutronenflußverteilungen und -Spektren und damit eine Anzahl physikalischer Effekte, die weitgehend behandelt worden sind. Untersuchungen genereller

Fehler, bedingt durch die Anwendung der Diffusionsrechnung im Differenzenverfahren in Abhängigkeit von der Maschengröße sind in /20/ dokumentiert.

Für die Multigruppen-R-Z-Diffusions-Rechnung [DX] galten folgende Genauigkeitsparameter:

Fehlerabfrage der äußeren Iteration (k_{eff}): $\epsilon^a = 10^{-5}$

Fehlerabfrage der inneren Iteration (lokale Gruppenflüsse):
 $\epsilon^i = 5 \cdot 10^{-5}$

Tab. 121.1	4 EG reell	26 EG reell	26 EG adj.
maximale Anzahl äußerer Iterationen	15	5	8
Δk_{eff} (zwischen letzter und vorletzter Iteration)	$5 \cdot 10^{-5}$	$6,3 \cdot 10^{-4}$	$9,6 \cdot 10^{-5}$

Der Kontraktionseffekt von 26 auf 4 EG führt zu relativen Abweichungen im k_{eff} von ca. -3 % und in den maximalen lokalen Spaltquellldichten von +1,2 % (C1) und -2,8 % (C2).

Abweichungen im Δk zwischen R-Z und dreidimensionaler hexagonaler Rechnungen liegen bei ca. +3 % rel. Die errechneten Abbrandreaktivitätswerte vergleichbarer Anordnungen variieren von den experimentell verifizierten um ca. +3,4 % rel. Die errechneten Brutraten weichen auf Grund der Rechenungenauigkeit um ca. -2,7 % von den tatsächlichen Raten ab /25/. Diese Angaben sind aus analogen Durchrechnungen der PHENIX-Anordnung im Vergleich zum Experiment übernommen oder angepaßt worden.

Referenzvergleiche im Bereich der Längenleistungen bzw. Wärmestromdichten sollen hier auch nur Größenordnungen und Tendenzen anzeigen, da die Referenzdaten einer detaillierten hexagonalen Rechnung entstammen, während die KALO-Werte aus der R-Z-Rechnung deduzierte azimutale Mittelwerte darstellen.

6.3 Erhebliche Abweichungen von einer theoretischen Simulation der physikalischen Verhältnisse wurden in der Abbrandrechnung vorgenommen. Einige Annahmen (siehe Modellbeschreibung) sollten einen Kompromiß zwischen drastischer Rechenzeitverkürzung und tolerabler Genauigkeitseinbuße darstellen, was bei dem bisherigen Stand der Entwicklung vertretbar und sinnvoll erscheint.

Zu Grunde gelegt wurde eine relativ geringe Zeitabhängigkeit des Neutronenflußprofils und ein weitgehend lineares Abbrandverhalten über die Standzeit. Simuliert wurde dieses durch eine mittlere Absorberstellung und Kernkonfiguration. Diese Absorberstellung (ein Viertel eingefahren) liefert weitere Ungenauigkeiten im Abbrand, da der Bor-10-Gehalt der Absorber und die dem Reaktivitätswert entsprechende Einfahrtiefe noch nicht endgültig bestimmt sind.

Anhand von Vorrechnungen wurde vorläufig eine natürliche Bor-10-Anreicherung angenommen. Gemessen an den für Zwischenzustände linear interpolierten Reaktivitätswerten (siehe Diagramm 4 und 6, Seite 61 und 63) ist $\Delta\rho_{\text{Absorb.}} = 9,2\%$ (1. Z.A. KALO(75), 1/4 eingef. Abs.) oder entsprechend $\Delta\rho_{\text{Absorb.}} = 3,7\%$ (1.Z.A., KALO(75) voll eingef. Abs.) zunächst zufriedenstellend, wenn man die Gesamtüberschußreaktivität von ca. 3,36 % für diesen Zyklus gegenüberstellt. Bezüglich des angestrebten KALO (60)-Falls mit einem mittleren effektiven Abbrandhub von ca. 1,68 % besteht vorerst genügend Abschaltsicherheit. Die Bor-Konzentration wurde hier vorläufig als zeitunabhängig behandelt.

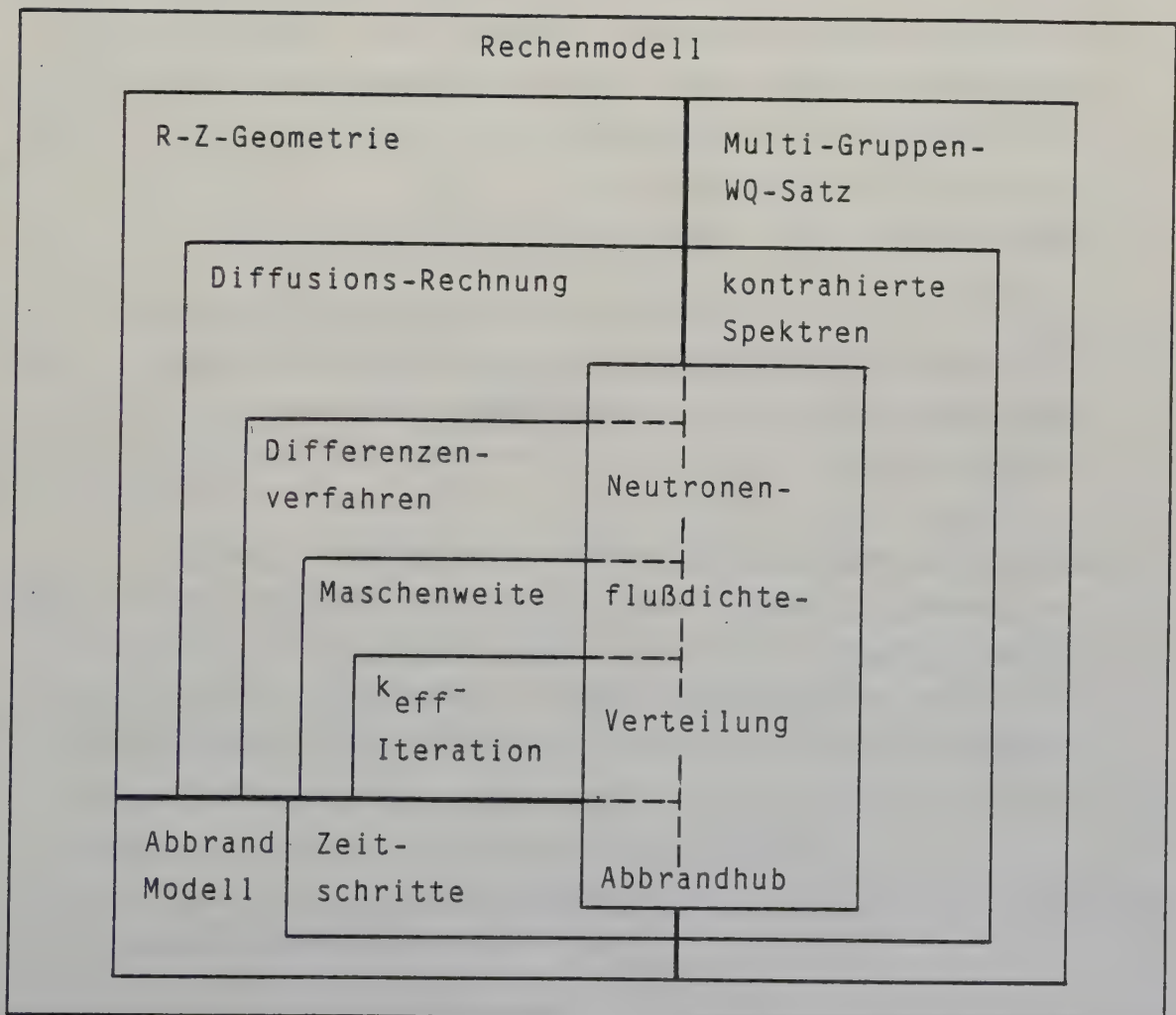
Eine gegenseitige Fehlerkopplung zwischen den drei Segmenten erfolgt über die Flußspektren, die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte und die Konzentrationen. Hierbei fällt den Konzentrationsverhältnissen, die in stärkerem Maße über die makroskopischen Wirkungsquerschnitte auf das k_{eff} , den Abbrandgradienten und damit auf den Abbrandhub wirken, die ausschlaggebende Bedeutung zu.

Die Genauigkeit der Ergebnisse aus den Störungsrechnungen entsprechen prinzipiell denen des DX-Codes. Da die gestörten Größen unmittelbar von den in Ort und Energie diskretisierten Flüssen abhängen und mit der Importanz gewichtet werden, sind die oben angeführten Toleranzen zu berücksichtigen. Das Normierungsintegral ist stark abhängig von der Genauigkeit des Spaltspektrums (abhängig vom Brennstoffvektor) und den $v \cdot \Sigma_f$ -Wirkungsquerschnitten (abhängig von der mittleren Neutronenenergie und dem Brennstoffvektor).

Vergleichsweise erheblich größere Ungenauigkeiten liegen in der Wahl des Rechenmodells (R-Z, 3D-hexagonal). Es wurden zur relativen Beurteilung nur R-Z-Daten (Dopplerkonstanten, -Koeffizienten, Na-Dichte-Koeff.) mit relativer Abweichung angegeben. Abschätzungen der KALO-Absolutwerte wurden durch Analogbetrachtung vorgenommen. Die Werte für den maximalen Void-Effekt beinhalten nicht die Korrektur für ein reales Blasenprofil.

Einflußbereiche der Fehlerübertragung

Abb. 9



7. Zusammenfassung

7.1 Für eine modifizierte Schnellbrüter-Anordnung wurde eine neutronenphysikalische Auslegungsrechnung durchgeführt und weitgehend beschrieben. Die Ergebnisse wurden anhand einer analysierenden Interpretation zum Teil im Referenzvergleich mit einer konventionellen Anordnung dargestellt.

7.2 Die wesentliche konstruktive Änderung der berechneten Anordnung bestand im Fortlassen der bisher üblichen Elementkästen. Die Aufgabe der Strömungsführung und des individuellen, dem jeweiligen Anteil an der Leistungserzeugung angepaßten Kühlmitteldurchsatzes in den Stahlkästen wurde einer axialen "Schikanen"-Folge im radialen Brutbereich zugedacht. Diese soll sowohl eine angepaßte Kühlung der jeweiligen Reaktorzonen als auch durch Vermischung eine Vergleichmäßigung des Temperaturprofils im oberen Kühlmittelplenum bezwecken.

7.3 Als hauptsächliche Begründung für diese Änderung wird der Gedanke an eine Verbesserung bisher konzipierter Anlagen hinsichtlich einer stärkeren Ausnutzung des nuklearen Brennstoffs in einem geschlossenen Gesamtkreislauf und an eine technisch einfachere und wirtschaftlichere Projektierung angeführt.

7.4 Die Ergebnisse der Auslegungsrechnung entstammen numerischen Lösungsmethoden, die sich auf die Theorie der Neutronendiffusion im Multigruppen-Formalismus stützen. Reaktivitätskoeffizienten wurden nach Störungsrechnung 1. Ordnung, die Voideffekte im Sinne einer Störungsrechnung 2. Ordnung analoger Referenzrechnungen korrigiert. Zur geometrischen Simulation der Anordnung wurde ein zweidimensionales Zylinder-RZ-Modell benutzt. Der Abbrand ist durch ein vereinfachtes Modell raum-zeitlicher Materialmittelung und korrelierter Abbrandzustände durchgeführt worden.

7.5 Im Vergleich mit einer in vielen Randbedingungen übereinstimmenden, konventionellen Anordnung wurde zunächst eine Reduzierung der Plutoniumanreicherung um ca. 6 a/o auf $17,9 \text{ a/o}$ bzw. 9 a/o auf $24,7 \text{ a/o}$ in den zwei Core-Zonen festgestellt, was im vorliegenden Fall einer Reduzierung des Plutoniuminventars der Erstbeladung von 27 % entspricht.

Eine gesamte mittlere Brutrate von 1,20 erlaubt eine Reduzierung der Gesamtzuladung an äquivalentem Plutonium-239-Gewicht um 131 kg ($\pm 10 \%$) für drei Abbrandzyklen, trotz Übergang von einer Batch-Beladestrategie im Referenzfall zu einer zyklischen Beladung. Die Abbrandverhältnisse verbessern sich bei gegebener gleicher Standzeit — auf Plutonium-Äquivalentgewicht bezogen — um ca. 16 %.

Für die "In-Core-Verdopplungszeit" errechnet sich ein Wert von ca. 17 Jahren.

Für Reaktivitätsänderungen auf Grund von Brennstofftemperatur- und Kühlmitteldichte-Variation sowie für den Natrium-Void-Effekt wird in vielen Punkten ein verbessertes Verhalten festgestellt. Der vergrößerte Anteil verzögerter Neutronen an der Gesamtneutronendichte läßt eine durchweg günstigere Beurteilung der spezifischen Reaktivitätsdaten zu.

Die bezüglich der Neutronenflußdichte- und Leistungsdichteverteilung noch nicht optimalen Ergebnisse lassen sich zunächst auf bisher unvollständige Auslegungssiterationen und in dieser Hinsicht ungünstigen Randbedingung der variablen Core-Grenze begründen. Sie sind nicht konzeptimmanent.

7.6 Als wesentliche physikalischen Eigenschaften der kastenlosen Anordnung sind folgende Effekte festzustellen:

- Reduzierung von parasitärer, das heißt nicht zur Spaltung oder Bruteinfang führender Neutronenabsorption,
- Erhöhung der Bruteinfangs-Wahrscheinlichkeit im Uran-Isotop 238 durch Vergrößerung des Brennstoff-Volumenanteils bei gleichzeitiger Spaltstoffreduzierung,
- Verschiebung des Neutronenspektrums zu niedrigeren Energien auf Grund stärkerer Moderation.

Die primäre Ursache hierfür ist die stärkere elastische Bremsung am Sauerstoff und Natrium. Die Bremsung oberhalb 400 KeV nimmt im Referenzvergleich zwar relativ ab, hat jedoch einen höheren Anteil an inelastischer Bremsung am Uran-238. Der hohe Energieverlust bei einem streuenden Stoß führt zu einer stärkeren Überstreuung in den unteren Spektrumsbereich. Die sich einstellende spektrale Verschiebung unterstützt die höhere Absorptionswahrscheinlichkeit im Uran-238 und damit eine Brutratenverbesserung. Der verringerte η -Faktor wirkt dieser Tendenz schwach entgegen.

Prinzipielle weitere Verbesserungen, insbesondere der Natriumdichte-Reaktivitäts-Effekte, sind durch

- Natriumreduzierung und
 - Heterogene Coregestaltung
- zu erwarten.

Die dokumentierten Ergebnisse dieser ersten neutronenphysikalischen Auslegung geben Anlaß zu einer positiven Beurteilung der kastenlosen Schnellbrüter-Elementaranordnung. Wesentlicher Bemühungen bedarf es im Weiteren, die Thermo-hydraulik mit der angestrebten Strömungsführung den technischen Erfordernissen anzupassen bzw. im nächsten Schritt die Realisierbarkeit des Strömungskonzeptes zu belegen. Die Entwicklung geeigneter theoretischer Ansätze und numerischer Lösungsmethoden sowie das Auffinden von empirischen physikalischen Daten sind dabei Voraussetzung für die strömungstechnische Auslegung. Erste Untersuchungsergebnisse sind von Böttgenbach /28,29/, Winter /30/ und Flüggé /31/ veröffentlicht.

Anhänge

8. Daten

8.1 Auslegungsdaten

8.1.1 Brennstoffvektor

a) Uran-Vektor

Brennstoff: 0,7 ^a/_o U-235

Blanket : 0,25 ^a/_o U-235

b) Plutonium-Vektor

Pu₉:Pu₄₀:Pu₁:Pu₂ = 75,25:20,25:3,75:0,75

Sauerstoff O:M = 1,97:1

8.1.2 Referenzdaten (T = 20°C) zur Berechnung der KALO-Strukturen

	Referenz		KALO 90	
	C1	C2	C1	C2
Anzahl BE	103 (+12)	90	90	90
" Absorber-Elemente	12	-	-	-
" IABE	-	-	37	-
" Elemente pro Zone	127	90	127	90
" Brennstäbe pro BE	166	166	163	163
" " " IABE	-	-	120	-
" " " Zone	1,909 · 10 ⁴	1,494 · 10 ⁴	1,911 · 10 ⁴	1,467 · 10 ⁴
" " gesamt	3,403 · 10 ⁴		3,378 · 10 ⁴	
" Absorb.stäbe pro AE:	19	-	-	-
" " " IABE	-	-	7	-
" " " Zone	228	-	259	-
" " gesamt	228		259	
" Strukturst. pro BE	3	3	6	6
" " gesamt	615		1080	

	Referenz		KALO 90	
	C1	C2	C1	C2
Querschnittsfl. pro El.-Zelle	$1,1453 \cdot 10^4 \text{ [mm}^2\text{]}$			
" " Stabbünd.	$9,557 \cdot 10^3$		$1,067 \cdot 10^4$	
" Brennst. pro Stab	21,57 (eff.)		24,08 (eff.)	
" " " BE	$3,5798 \cdot 10^3$		$3,9246 \cdot 10^3$	
" " " IABE	-	-	$2,8893 \cdot 10^3$	-
" " " Zone	$4,1168 \cdot 10^5$	$3,2218 \cdot 10^5$	$4,6012 \cdot 10^5$	$3,5322 \cdot 10^5$
" " gesamt	$7,3386 \cdot 10^5$		$8,1338 \cdot 10^5$	
			KALO 60	
" Absorb. pro Stab	$1,159 \cdot 10^2$	-	$1,227 \cdot 10^2$	-
" " " AE	$2,2029 \cdot 10^3$	-	-	-
" " " IABE	-	-	$8,590 \cdot 10^2$	-
" " gesamt	$2,6435 \cdot 10^4$	-	$3,1784 \cdot 10^4$	-
Ø Brennstoff (eff.)	5,24 [mm]		5,54	
Ø Brennstoffpellet	5,09		5,38	
Ø Absorberpellet	12,15	-	-	-
Ø Absorber (eff.)	-	-	12,5	-
Anzahl BRE	96		162	

8.1.3 Daten zur Berechnung der Volumenanteile

a) Brennelement	T = 20 °C	T _{Betrieb}
r (Brennstab) [mm]	3,17	3,19 (480 °C)
r (Brutstoffpellet)	2,67 (real)	2,79 (schmier)
r (Brennstoffpellet)	2,69 (real)	-
	2,77 (schmier)	2,79
d (Hüllrohr, 1.4970)	0,402	0,405
F (Brennst., schmier)/Stab [mm ²]	24,08	24,45
F (" ")/BE	$3,925 \cdot 10^3$	$3,986 \cdot 10^3$
F (Hüllrohr, 1.4970)/Stab	7,49	7,61
F (" ")/BE	$1,22 \cdot 10^3$	$1,24 \cdot 10^3$
F (Stützstab, 1.4970)/BE	$1,89 \cdot 10^2$	$1,93 \cdot 10^2$
F (Abstandshalter, 1.4981)/BE	88,7	89,5
F (1.4970, gesamt)/BE	$1,410 \cdot 10^3$	$1,433 \cdot 10^3$
F (BE-Zelle)	$1,145 \cdot 10^4$	$1,16 \cdot 10^4$ (377 °C)
F (Natrium)	$6,029 \cdot 10^3$	$6,092 \cdot 10^3$
V (Brennstoff) [%]	34,27	34,36
V (Natrium)	52,64	52,52
V (Stahl, 1.4970)	12,31	12,35
V (Stahl, 1.4981)	0,7748	0,77
b) Brutelement		
r (Brutstab) [mm]	6,12	6,17 (480 °C)
r (Brutstoffpellet)	5,44 (real)	-
	5,54 (schmier)	5,58
d (Stahl, Hüllrohr, 1.4970)	0,58	0,59
r (Stahl, Abstandshalter, 1.4970)	0,739	0,745
F (Brutstoff, schmier)/Stab [mm ²]	96,48	97,89
F (" ")/BE	$5,885 \cdot 10^3$	$5,971 \cdot 10^3$
F (Stahl, Hüllrohr)/Stab	21,2	21,6
F (" ")/BE	$1,2926 \cdot 10^3$	$1,3172 \cdot 10^3$
F (" Abstandshalter)/Stab	1,72	1,74
F (" ")/BE	104,6	106,3

b) Brutelement (Forts.)	T = 20 °C	T _{Betriebe}	
F (Stahl, 1.4970, gesamt)/BRE	$1,3972 \cdot 10^3$	$1,423 \cdot 10^3$	
F (Natrium)	$4,1710 \cdot 10^3$	$4,2058 \cdot 10^3$	
V (Natrium) [%]	36,42	36,26	
V (Stahl, 1.4970)	12,20	12,26	
V (Brutstoff, schmier)	51,38	51,48	
c) IABE	T = 20 °C	T _{Betrieb}	
		eingef. Absorber	ausgef. Absorber
r (Absorberpellet) [mm]	6,075 (real) 6,25 (schmier)	-	-
r (Absorber, Hüllrohr)	7,25	6,30	-
r (leer)	8,75	7,31 (480 °C)	-
r (Führungsrohr)	9,75	8,83	8,83
F (Absorber, schmier)/Stab [mm ²]	122,7	9,83	9,83
F (" ")/IABE	$8,5903 \cdot 10^2$	124,9	-
F (" Hüllrohr, 1.4981)/Stab	42,4	$8,7395 \cdot 10^2$	-
F (" " ")/IABE	$2,969 \cdot 10^2$	43,2	-
F (Führungsrohr)/Stab	58,81	$3,022 \cdot 10^2$	-
F (" 1.4981)/IABE	406,8	59,1	59,1
F (Stahl, Abstandshalter, 1.4981) pro IABE	88,7	413,9	413,9
F (Stahl, Hüllrohr, Brennst., gesamt, 1.4970)	$8,988 \cdot 10^2$	89,5	89,5
F (Brennstoff)/IABE	$2,8894 \cdot 10^3$	$9,128 \cdot 10^2$	$9,128 \cdot 10^2$
F (Stahl, 1.4981, gesamt)/IABE	$7,925 \cdot 10^2$	$2,934 \cdot 10^3$	$2,934 \cdot 10^3$
F (Natrium)	$6,0135 \cdot 10^3$	$8,056 \cdot 10^2$	$5,034 \cdot 10^2$
V (Brennstoff) [%]	25,23	$6,0732 \cdot 10^3$	$7,2493 \cdot 10^3$
V (Stahl, 1.4970)	7,85	25,30	25,30
V (Natrium)	52,50	7,87	7,87
V (Stahl, 1.4981)	6,92	52,36	62,49
V (Absorber)	7,50	6,94	4,34
		7,53	-

8.2 Ergebnisse

8.2.1 PuO₂-Anreicherung [^a/_o]

Core-Zone	a	b	c	d	e	f	g
C1	17,9	17,50	17,92	18,70	23,70	22,80	17,99
C2	24,7	23,94	24,51	25,56	33,3	30,5	25,20
C3	—	—	—	—	—	—	26,8 _α U5

a Gemäß Rechen- und Abbrandmodell

b Korrektur durch Abschätzung der frischen Anreicherung für den Dreierzyklus ergibt eine Reduktion des gesamten Anreicherungsverlustes über die wirkliche Betriebszeit. Die Änderung der Anreicherungen beträgt -2,2 % rel. (in C1) und -3,1 % (in C2).

c Korrektur (Extrapolation auf Grund von Spektrumsiteration: Ausgleich von Kontraktionseffekten) gemäß der Beziehung

$$\alpha' = \alpha \cdot [1 + C \cdot (\frac{1-k}{k})]$$

mit C = 1,8 (entsprechend SNR-Studie /25/. KALO-Rechnungen bestätigen in erster Näherung die Gültigkeit auch in diesem Fall).

d Korrektur zur Berücksichtigung von Reaktivitätsunsicherheiten von 2,1 % in Δρ und 0,3 % für 1/3 eingefahrene Zentralabsorberposition (Näherungswerte von Mark Ia).

e Referenzanordnung: Mark Ia

f Folgekern: Mark II

g Phenix

8.2.2 Theoretische Zyklusdauer [VLT]

KALO	Mark Ia	Mark II	PHENIX
3 x 147 441	170/142/129 441	172/174/181/190 717	1. Zyklus: 56 —
Gleichgewicht nach 3 Zyklen	abgebrannt nach 3 Zyklen	Gleichgewicht nach 4 Zyklen	Gleichgewicht nach 6 Zyklen

8.2.3 Reaktivitätsverlust durch Abbrand

Kern KALO 60 (Ergebnisse gemäß Abbrandstrategien mit variabler Coregrenze und frischer Pu-Anreicherung von 17,9 ^a/₀ (C1) und 24,7 ^a/₀ (C2) bei ausgefahrenen Absorbern)

Anzahl C2-BE	Zustand	k _{eff}	ρ [%]
90	1.Z.A.	1,0518	4,92
75	1.Z.A.	1,0348	3,36
60	1.Z.A.	1,0182 *	1,79 *
60	1.Z.E.	1,0012 *	0,12 *
78	2.Z.A.	1,0204 *	2,00 *
78	2.Z.E.	1,0032 *	0,323 *
90	3.Z.A.	1,0160 *	1,5 *
90	3.Z.E.	0,9990	-0,1

Die *-Werte wurden linear interpoliert.

Es ergibt sich ein Gesamtreaktivitätsüberschuß von $\Delta\rho_{\text{Abbr, ges}} = 5,025\%$ bei voller Beladung, während der effektive Hub $\Delta\rho_{\text{Abbr, eff}} = 1,8876\%$ beträgt. Je Zyklus (147 VLT) liefert das den theoretischen Wert von $\Delta\rho_{\text{Abbr}}/\text{Zykl.} = 1,675\%$. Der interpolierte mittlere Reaktivitätswert eines Austausch-BE (C2) beträgt 1,05 ‰.

Im Vergleich des Abbrand-Reaktivitätsverhaltens zwischen zwei kastenlosen Anordnungen mit 60 bzw. 90 C2-BE im Anfahrzyklus zeigt sich, daß sich der Reaktivitätsunterschied zwischen diesen Zuständen über das betrachtete Zeitintervall von 3,3 % auf 0,28 % zu Gunsten der KALO (60)-Anordnung verringert. Dieses spricht für eine variable Core-Grenze.

Zum Vergleich das Abbrandverhalten des Referenzkerns /25/ bei ausgefahrenen Regelstäben und mit jeweils entsprechender Anzahl stationärer B_4C -Blindelemente:

Anzahl B_4C -BLE	Zustand	k_{eff}	ρ [%]
6	1.Z.A.	1,0515	4,90
6	1.Z.E.	1,0167	1,64
3	2.Z.A.	1,0439	4,20
3	2.Z.E.	1,0160	1,57
0	3.Z.A.	1,0450	4,31
0	3.Z.E.	1,0191	1,88

Reaktivitätsverlust $\Delta\rho$ /25/

3,26 % im 1. Betriebszyklus (170 VLT)

2,63 % im 2. Betriebszyklus (142 VLT)

2,43 % im 3. Betriebszyklus (129 VLT)

Der gesamte Abbrandhub beträgt $\Delta\rho_{Abbr. ges} = 8,32$ %, während der effektive Wert bei 3,2 % liegt.

Die Werte berücksichtigen nicht die Reaktivitätsänderungen auf Grund abbrandbedingten Materialschwellens und notwendiger Sicherheitszuschläge.

Der Mark II-Kern hat einen Gesamtreaktivitätsüberschuß von $\Delta\rho = 8,59$ % zu Anfang des ersten Zyklus und 2,15 % am Ende des dritten. Wie im Falle des MK Ia dienen stationäre B_4C -Elemente zur Kompensation. Der effektive mittlere Reaktivitätsverlust pro Zyklus liegt bei 2,1 %.

8.2.4 Brennstoffbilanzen

8.2.4.1 Brutratenverhältnisse

Gebietsbrutratenverhältnisse im Vergleich mit anderen Anordnungen

Anordnung	KALO 60		Mark Ia		Mark II ^{*7)}		PHENIX	
Gebiet	1.Z.A. ^{*1)}	3.Z.E. ^{*2)}	1.Z.A. ^{*4)}	3.Z.E. ^{*5)}	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	1.Z.E.
C1	0,4645	0,4409	0,271	0,306	0,2915	0,3299	—	—
C2	0,1713	0,2003 ^{*3)}	0,157	0,164	0,1738	0,1857	—	—
Core	0,6358	0,6412 ^{*3)}	0,428	0,470	0,4653	0,5156	0,464	0,468
ABM	0,2172	0,2323	0,193	0,200	0,1741	0,1984 ^{*9)}	—	—
RBM	0,3541	0,3282	0,308	0,308	0,2605	0,2735	—	—
BM _{total}	0,5713	0,5605	0,501	0,508	0,4346	0,4719	0,465	0,465
Reaktor	1,2071	1,2017	0,929	0,978	0,9000	0,9875	0,929	0,933
 	1,20 ^{*8)}		0,956 ^{*6)}		0,947		0,931	

Anmerkungen:

- 1) Die Ratenverhältnisse für KALO 60 1.Z.A. wurden für 1/4 eingefahrene Absorber ermittelt.
- 2) Ausgefahrene Absorber
- 3) Die höheren Werte zu 3.Z.E. gegenüber 1.Z.A. lassen sich in erster Linie auf die effektive Core-Vergrößerung zurückführen.
- 4) Absorber 1/2 eingefahren
- 5) Absorber 1/4 eingefahren
- 6) Durch Vergrößerung des radialen Brutmantels um eine Reihe ($\cong 66$ Brutelemente) erhöht sich die Gesamtrate um 0,08 (KALO enthält in Gleichgewichtsanzordnung 36 BRE mehr). Zwei Blanketreihen erhöhen die Gesamtbrutrate um 0,14. Ein Übergang in der Beladestrategie in einen 3er-Zyklus mit drei verschiedenen Anreicherungen bringt einen Gewinn von ca. 0,10 /23/. Schafft man ähnliche Verhältnisse zum Vergleich KALO-Mark Ia, läßt sich ein Zuschlag von $\delta BR \approx 0,08 \cdot \frac{36}{66} + 0,1 = 0,1436$ abschätzen, was zu einer mittleren Gesamtbrutrate von $\approx 1,10$ für eine modifizierte Mark Ia-Anordnung führt.
- 7) Absorber ca. 1/3 eingefahren. Die für die Mark II-Anordnung relativ niedrigen Werte lassen sich auf Grund einer bestehenden Überanreicherung korrigieren, was zu einer mittleren Gesamtbrutrate für die ersten drei Zyklen von 1,02 führt. /25/.
- 8) Nach einer Anreicherungskorrektur gemäß Abschnitt 8.2.1, Seite 131 ergibt sich aus der Beziehung $\frac{\Delta I_{BR}}{I_{BR}} = -\xi \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha}$ eine linear extrapolierte mittlere Gesamtbrutrate von 1,19 (mit $\xi = 0,4014$).
- 9) Nach dem zweiten Mark II-Zyklus werden 54 BRE durch frische ausgewechselt, sodaß sich unter Berücksichtigung der drei MKIa-Zyklen eine mittlere Betriebszeit von $\frac{1}{96} \cdot [(441 + 3 \cdot 176) \cdot 42 + 2 \cdot 176 \cdot 54] = 621,7$ [VLT] für das Ende des 3. Zyklus ergibt.

8.2.4.2 Schwermetallbilanz

8.2.4.2.1 Schwermetallgewichte [kg] für KALO 60 (1.Z.A.) bei errechneter mittlerer Plutoniumanreicherung von 17,9 ^a/_o und 24,7 ^a/_o (C2)

Isotop	Gebiet						
	C1	C2	Core	RBM	ABM	BM	gesamt
U-235	20,48 (15,91)	9,81 (7,66)	30,29 (23,57)	36,64 (30,85)	11,77 (10,47)	48,41 (41,32)	78,7 (64,89)
U-238	2.864,60 (0)	1.371,97 (0)	4.236,57 (0)	14.887,67 (0)	4.766,33 (0)	1.960,4 (0)	23.840,57 (0)
Pu-239	475,12 (475,12)	342,78 (342,78)	817,90 (817,90)	0	0	0	817,90 (817,90)
Pu-240	128,39 (24,84)	92,63 (19,51)	220,02 (44,35)	0	0	0	220,02 (44,35)
Pu-241	23,88 (34,43)	17,23 (24,98)	41,11 (59,41)	0	0	0	41,11 (59,41)
Pu-242	4,78 (0,397)	3,45 (0,320)	8,23 (0,717)	0	0	0	8,23 (0,717)
U	2.885,08 (15,91)	1.381,78 (7,66)	4.266,86 (23,57)	14.874,31 (30,85)	4.778,1 (10,47)	19.652,41 (41,32)	23.919,27 (64,89)
Pu	632,17 (534,79)	456,09 (387,59)	1.087,26 (922,38)	0	0	0	1.087,26 (922,38)
SM	3.517,25 (550,7)	1.837,87 (395,25)	5.354,12 (945,95)	14.874,31 (30,85)	4.778,1 (10,47)	19.652,41 (41,32)	25.006,53 (987,27)

(Klammer-Werte: Pu-239-Äquivalentgewicht [kg])

3.2.4.2.2 Schwermetallgewichte [kg] für KALO bei korrigierter Plutoniumanreicherung
der frischen Beladung ($17,50 \frac{a}{o}, 23,94 \frac{a}{o}$) im Referenzvergleich
($23,7 \frac{a}{o}, 33,3 \frac{a}{o}$) für 1.Z.A. und 3.Z.E.

Gebiet	U-235			U-238		
	KALO		Ref.	KALO		Ref.
	1.Z.A.	3.Z.E.		1.Z.A.	3.Z.E.	
C1	20,57 (15,99)	15,13 (11,76)	14,43	2.877,19 (0)	2.749,7 (0)	2.073,0
C2	9,91 (7,74)	11,81 (9,23)	11,06	1.385,96 (0)	2.004,05 (0)	1.589,0
Core	30,48 (23,73)	26,94 (20,99)	25,49	4.242,58 (0)	4.753,75 (0)	3.662,0
RBM	36,64 (30,85)	28,24 (23,78)	19,44	14.837,67 (0)	12.050,44 (0)	7.858,0
ABM	11,77 (10,47)	12,53 (11,15)	11,64	4.766,33 (0)	5.514,84 (0)	4.704,0
BM	48,41 (41,32)	40,76 (34,93)	31,08	19.604,0 (0)	17.565,28 (0)	12.563,0
gesamt	78,89 (65,05)	67,70 (55,92)	56,56	23.846,58 (0)	22.319,03 (0)	16.224,0

(Klammer-Werte: Pu-239-Äquivalentgewichte [kg])

Schwermetallgewichte (1. Fortsetzung)

Gebiet	Pu-239				Pu-240			
	KALO		Ref.		KALO		Ref.	
	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.
C1	464,38 (")	443,36 (")	489,8	444,2	125,48 (24,28)	142,34 (27,54)	132,4	156,8
C2	332,19 (")	460,85 (")	603,8	510,4	89,79 (18,91)	149,51 (31,49)	163,1	176,1
Core	796,57 (")	904,21 (")	1.093,7	954,6	215,27 (43,19)	291,85 (59,03)	295,5	332,9
RBM	0	66,67 (")	0	105,3	0	0,689 (0,099)	0	2,7
ABM	0	51,14 (")	0	64,8	0	0,676 (0,036)	0	1,5
BM	0	117,81 (")	0	170,1	0	1,365 (0,135)	0	4,2
gesamt	796,57 (")	1.022,02 (")	1.093,7	1.124,7	215,27 (43,19)	293,22 (59,16)	295,5	337,1

Schwermetallgewichte (2. Fortsetzung)

Gebiet	Pu-241				Pu-242			
	KALO		Ref.		KALO		Ref.	
	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.
C1	23,34 (33,65)	20,94 (30,19)	24,6	21,8	4,67 (0,388)	5,77 (0,479)	4,9	6,5
C2	16,70 (24,21)	24,62 (35,69)	30,3	25,7	3,34 (0,310)	6,24 (0,578)	6,1	7,2
Core	40,04 (57,86)	45,56 (65,88)	55,0	47,5	8,01 (0,6977)	12,01 (1,057)	11,0	13,6
RBM	0	~ 0	0	~ 0	0	~ 0	0	~ 0
ABM	0	~ 0	0	~ 0	0	~ 0	0	~ 0
EM	0	~ 0	0	~ 0	0	~ 0	0	~ 0
gesamt	40,04 (57,86)	45,57 (65,90)	55,0	47,5	8,01 (0,6977)	12,01 (1,057)	11,0	13,6

Schwermetallgewichte (3. Fortsetzung)

	U			Pu		
	KALO		Ref.	KALO		Ref.
Gebiet	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.
C1	2.897,76 (15,99)	2.764,83 (11,76)	2.086	2.092	617,87 (522,70)	612,41 (501,57)
C2	1.395,87 (7,74)	2.015,86 (9,23)	1.599	1.537	442,02 (375,62)	641,22 (528,61)
Core	4.273,06 (23,73)	4.780,69 (20,99)	3.685	3.629	1.059,89 (898,32)	1.253,63 (1.030,18)
RBM	14.874,3 (30,85)	13.283,6 (23,78)	7.872	7.753	0	74,10 (66,78)
ABM	4.778,1 (10,47)	5.527,37 (11,15)	4.713	4.787	0	51,82 (51,18)
BM	19.652,41 (41,32)	18.811,0 (34,93)	12.585	12.540	0	125,92 (117,96)
gesamt	23.925,47 (65,05)	23.591,7 (55,92)	16.270	16.169	1.059,89 (898,32)	1.379,55 (1.148,14)
					1.455,2	1.523

Schwermetallgewichte (4. Fortsetzung)

	SM		Ref.		Gesamtzuladung (Äq. Gew.)	
	KALO		Ref.		KALO	Ref.
Gebiet	1. Z. A.	3. Z. E.	1. Z. A.	3. Z. E.		
C1	3.515,63 (538,24)	3.377,24 (513,33)	2.737,7 (565)	2.721,0 (518)	550,7	598
C2	1.837,89 (383,02)	2.657,08 (537,84)	2.402,3 (691)	2.256,0 (592,5)	592,88	691
Core	5.353,52 (921,26)	6.034,32 (1.051,17)	5.140,2 (1.256)	4.977,0 (1.110,5)	1.143,58	1.289
REM	14.874,31 (30,85)	13.357,73 (90,56)	7.872,0 (14,5)	7.861,0 (118,5)	30,85	19,6
ABM	4.778,1 (10,47)	5.579,19 (62,33)	4.713,0 (8,7)	4.853,0 (72,9)	12,24	8,95
BM	19.652,4 (41,32)	18.936,9 (152,89)	12.585,0 (23,2)	12.714,0 (191,4)	43,09	28,55
gesamt	25.005,93 (962,58)	24.971,25 (1.204,06)	17.725,2 (1.279,2)	17.692,0 (1.301,9)	1.186,67	1.317,55

3.2.4.2.3 Gesamter Effektivverbrauch an
Pu-239-Äquivalentgewicht [kg]

	Gebiet						
Anordnung	C1	C2	Core	RBM	ABM	BM	gesamt
KALO	37,4	55,0 ^{*1)}	92,4	-59,7 ^{*2)}	-50,1 ^{*3)}	-109,8	-17,4
Referenz	80,0	98,5	178,5	-98,9	-63,9	-162,9	15,7

1) Wichtung mit 90/60 (C2-BE)

2) Negatives Vorzeichen indiziert Gewinn ($\hat{=}$ negativer Verbrauch)

3) Wichtung mit $\frac{90 \cdot 163 + 37 \cdot 120 + 90 \cdot 163}{90 \cdot 163 + 37 \cdot 120 + 60 \cdot 163} = 1,17$

3.2.4.2.4 Gebietsabhängige Wichtungsfaktoren für KALO, $\omega_{i,n}$
(siehe Gleichung 30.1')

$$\omega_{9,n} = 1, \quad \omega_{8,n} = 0$$

	Gebiet						gesamt	
Isotop	C1	C2	Core	RBM	ABM	BM	KALO	Ref.
U-235	0,7770	0,7813	0,7797	0,8419	0,8895	0,8606	0,803	0,746
Pu-240	0,1935	0,2106	0,2007	0,1444	0,0540	0,3130	0,201	0,225
Pu-241	1,4418	1,4496	1,4451	1,5229	1,6540	1,5770	1,445	1,379
Pu-242	0,0830	0,0927	0,0892	0,0499	-0,061	-0,032	0,089	0,107

8.2.4.3 Abbrand

$$A = \frac{L \cdot T}{\tilde{m}_{\text{Gesamteinsatz}}} \left[\frac{\text{MWd}}{\text{kg}_{\text{äqu}}} \right]$$

Gebiet	C1	C2	Core	REM	ABM	BM	gesamt
$\frac{A_{\text{KALO}}}{A_{\text{Ref}}}$	1,246	1,021	1,156	0,472	0,620	0,515	1,114

Nach dem zugrunde liegenden Abbrandmodell ist die tatsächliche Schwermetallbilanz nicht bekannt, sondern nur der mittlere Gesamtspaltstoffeinsatz und der effektive Verbrauch. Daher können hier nur relative Vergleichswerte gegenübergestellt werden.

Die effektiven Verbrauchswerte der Pu-239-Äquivalent-Gewichte berücksichtigen den in den drei tatsächlichen Zyklen verbrauchten Spaltstoff wie auch den Anteil der jeweils auszuladenden Mengen.

Die Vergiftung durch Abbrand wurde durch eine mittlere Konzentration von Pseudospaltprodukten aus Uran-235 und Plutonium-239 für einen mittleren Abbrandzustand von 52.450 MWd/t berücksichtigt.

8.2.5 Leistungsdaten

8.2.5.1 Gebietsleistungen [MW]

Gebiet	KALO		MK Ia		MK II			PHENIX	
	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	4.Z.E.	1.Z.A.	1.Z.E.
C1	444,19	425,94	385,69	372,53	349,24	395,31	407,81	236,3	234,2
C2	271,02	265,56	322,49	290,32	290,47	283,66	271,13	67,8	67,1
C3	—	—	—	—	—	—	—	234,6	233,3
Core	715,21	691,5	708,18	662,85	639,71	678,96	678,95	538,7	534,6
RBM	27,51	39,21	29,90	60,06	45,47	47,64	49,88	18,2	21,1
ABM	13,28	25,29	13,92	31,59	16,75	28,29	26,67	5,9	7,0
BM	40,79	64,50	43,82	91,65	62,22	75,93	76,55	24,1	28,1
gesamt	756,0	756,0	752,0	754,50	701,93	754,89	755,5	563,0	563,0

← Gleichgewichtszyklus →

8.2.5.2 Gebietsleistungsdichten [W/cm^3]

Gebiet	KALO		MK Ia		MK II			PHENIX	
	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	1.Z.A.	3.Z.E.	4.Z.E.	1.Z.A.	1.Z.E.
C1	314,07	301,16	272,76	263,45	246,98	279,56	288,4	422,9	419,2
C2	324,59	265,02	321,83	289,72	289,88	283,08	270,58	464,3	459,7
C3	—	—	—	—	—	—	—	402,1	399,9
Core	317,97	286,17	293,11	274,35	264,77	281,02	281,01	418,2	415,0
RBM	9,14	14,51	15,22	30,57	23,15	24,25	25,39	8,5	9,8
ABM	7,05	12,50	6,88	15,60	8,28	13,98	13,18	7,0	8,3
gesamt	105,85	105,85	117,41	117,80	109,59	117,86	117,96	125,3	125,3

8.2.5.3 Wärmestromdichten q_f [W/cm²] der Brennstäbe und Längenleistungen q_l [W/cm] im Heißkanal

	KALO	Referenz
q_{st} (1.Z.A., 75 C2-BE)	370,38 [$\frac{W}{cm}$]	—
q_{st} (1.Z.A., 90 C2-BE)	327,01	360,13 [$\frac{W}{cm}$]
q_{st} (3.Z.E., 90 C2-BE)	309,89	288,25
q_f (1.Z.A., 75 C2-BE)	184,79 [$\frac{W}{cm^2}$]	—
q_f (1.Z.A., 90 C2-BE)	163,15	189,79 [$\frac{W}{cm^2}$]
q_f (3.Z.E., 90 C2-BE)	154,60	151,90

8.2.6 Mittlere Neutronenenergie [MeV]

Gebiet	KALO	Ref.	Abweichung [%]
C1	0,4925	0,5188	-5,07
C2	0,5181	0,5632	-8,01
Core	0,5004	0,5363	-6,69
gesamt	0,4451	0,4591	-3,05

8.2.7 Neutronenausbeute $\bar{\nu}$ [n/Sp] (3.Z.E.)

	Gebiet						gesamt	
	C1	C2	Core	RBM	ABM	BM	KALO	Ref.
$\bar{\nu}$	2,9302	2,9419	2,9349	2,8122	2,8153	2,8107	2,9243	2,9492

8.2.8 Kinetische Parameter

	Gruppenabhängige β_{eff} (3.Z.E.)		effektive Zerfallskonstanten der Mutterkerne verzögerter Neutronen λ_{eff} [sec ⁻¹] (3.Z.E.)	
Zerfallsgruppe	KALO	Referenz	KALO	Referenz
1	$0,8338 \cdot 10^{-4}$	$0,752 \cdot 10^{-4}$	$0,130 \cdot 10^{-1}$	$0,130 \cdot 10^{-1}$
2	$0,7708 \cdot 10^{-3}$	$0,676 \cdot 10^{-3}$	$0,314 \cdot 10^{-1}$	$0,313 \cdot 10^{-1}$
3	$0,6457 \cdot 10^{-3}$	$0,534 \cdot 10^{-3}$	0,1349	0,1349
4	$0,1270 \cdot 10^{-2}$	$0,1102 \cdot 10^{-2}$	0,3459	0,3440
5	$0,580 \cdot 10^{-3}$	$0,465 \cdot 10^{-3}$	$0,1389 \cdot 10^1$	$0,1373 \cdot 10^1$
6	$0,1798 \cdot 10^{-3}$	$0,153 \cdot 10^{-3}$	$0,3818 \cdot 10^1$	$0,3769 \cdot 10^1$
gesamt	$3,53 \cdot 10^{-3}$	$3,035 \cdot 10^{-3}$	$0,8844 \cdot 10^{-1}$	$0,8690 \cdot 10^{-1}$

a Mittlere Lebensdauer aller Neutronen:

$$\bar{l}_{\text{ges}} = (1 - \bar{\beta}) \cdot \bar{l}_p + \sum_g \beta_g / \lambda_g$$

b Mittlere Generationszeit der prompten Neutronen: $\bar{l}_p$

	a [sec]	b [sec]
KALO	$3,991 \cdot 10^{-2}$	$4,69 \cdot 10^{-7}$
Ref.	$3,797 \cdot 10^{-2}$	$4,62 \cdot 10^{-7}$

Punktkinetisches Flußverhältnis $\tau(t)/\tau_0$ nach Reaktivitätsrampe, zeitlicher Ablauf ohne Reaktivitätsrückwirkung

ρ	0,1 \$		0,5 \$		1 \$		1 \$ _{Ref.}
t [sec]	KALO	Ref.	KALO	Ref.	KALO	Ref.	KALO
10^{-5}	1,0073	1,0064	1,0370	1,0323	1,0782	1,0679	1,0644
10^{-4}	1,0547	1,0496	1,3136	1,2800	2,1223	1,9289	1,6141
$5 \cdot 10^{-4}$	1,1073	1,1053	1,8476	1,8065	43,05	26,70	3,5147
10^{-3}	1,1110	1,1108	1,9769	1,9627	1853,6	712,85	5,000
$5 \cdot 10^{-3}$	1,1111	1,1112	2,0008	2,0008	—	—	7,119
10^{-2}	1,1112	1,1112	2,0017	2,0017	—	—	7,170
$5 \cdot 10^{-2}$	1,1117	1,1117	2,0088	2,0087	—	—	7,3275
10^{-1}	1,1122	1,1122	2,0177	2,0174	—	—	—
$5 \cdot 10^{-1}$	1,1167	1,1649	2,0904	2,0888	—	—	—
1	1,1221	1,1219	2,1850	2,1815	—	—	—
2	1,330	1,1328	2,3870	2,3796	—	—	—
3	1,440	1,1438	—	—	—	—	—

8.2.9 Natrium-Dichte-Effekt

Gebietswerte der Na-Dichte-Koeffizienten, $\Delta\rho_N/\frac{\Delta N}{N}$

Gebiet	KALO *1)		Referenz *2)		Zylinder Korrektur	*3)
	[%]	[\$]	[%]	[\$]		[% rel.]
C1	+1,633	+4,63	+1,423	+4,69	-13,6 %	-3,3
C2	-0,402	-1,14	-0,211	-0,70	-25,1 %	-40,5
Core	+1,231	+3,49	+1,213	+4,00	-20,0 %	-15,4
REM	-0,317	-0,90	-0,305	-1,01	+3,6 %	-18,4
ABMO	-0,197	-0,56	-0,092	-0,30	+9,9 %	-37,5
ABMU	-0,249	-0,71	-0,144	-0,47	+15,3 %	-32,8
Reaktor (ohne Refl.)	+0,467	+1,32	+0,671	+2,21	-29,8 %	-58,2

1) ausgefahrene Absorber (fiktiver Vollastzustand gemäß Modell)

2) 1/4 eingefahrene Absorber (Vollastzustand)

3) Na-Void-Korrektur für Störungsrechnung 2. Ordnung gemäß Referenzanordnung

Anteile der Effekte an $\Delta\rho_{N, total}$ (Anordnung mit Reflektor)

	absolut	relativ	spezifisch [‰]
Absorption	$+6,795 \cdot 10^{-5}$	+1,755	+1,924
Diffusion	$-4,244 \cdot 10^{-4}$	-10,964	-12,023
Spaltneutronen / k_{eff}^*	$-6,700 \cdot 10^{-6}$	-0,173	-0,190
Degradation	$+4,019 \cdot 10^{-4}$	+10,381	-11,384

Gebietswerte der Na-Void-Effekte, $\Delta\rho_V$

Gebiet	KALO ^{*1)}		Referenz	
	[%]	[\$]	[%]	[\$]
C1	+1,37	+3,88	+1,190	+3,92
C2	-0,71	-2,01	-0,371	-1,22
Core	+0,66	+1,87	+0,821	+2,71
RBM	-0,36	-1,02	-0,348	-1,15
ABMO	-0,24	-0,68	-0,114	-0,38
ABMU	-0,28	-0,80	-0,162	-0,53
Reaktor (ohne Refl.)	-0,22	-0,62	+0,197	+0,65
max.	+1,61	+4,57	+1,44	+4,75

1) Korrigierte Werte analog den Referenzrechnungen

8.2.10 Doppler-Koeffizienten

Gebietswerte der Doppler-Koeffizienten, $\Delta\rho_D/\Delta T$

Gebiet	KALO		Ref.		*1)
	[%]	[Ø]	[%]	[Ø]	[% rel.]
C1	$-3,12 \cdot 10^{-4}$	-0,0883	$-1,64 \cdot 10^{-4}$	-0,0541	+29,4
C2	$-8,23 \cdot 10^{-5}$	-0,0233	$-5,22 \cdot 10^{-5}$	-0,0172	+17,9
Core	$-3,94 \cdot 10^{-4}$	-0,1116	$-2,16 \cdot 10^{-4}$	-0,0713	+26,7
RBM	$-1,07 \cdot 10^{-4}$	-0,0303	$-1,57 \cdot 10^{-4}$	-0,0519	+15,1
ABM	$-8,90 \cdot 10^{-5}$	-0,0252	$-7,74 \cdot 10^{-5}$	-0,0255	+28,8
gesamt	$-5,90 \cdot 10^{-4}$	-0,1671	$-4,51 \cdot 10^{-4}$	-0,1486	+23,0

1) Korrektur gemäß hexagonaler Referenzrechnungen

Anteil der Effekte an $\Delta\rho_{D,total}$

	absolut	relativ	spezifisch [Ø]
Absorption	$-7,527 \cdot 10^{-6}$	-1,265	-0,2132
Diffusion	$+7,523 \cdot 10^{-8}$	$+1,264 \cdot 10^{-2}$	$+2,13 \cdot 10^{-3}$
Spaltneutronen / k_{eff}^*	$+1,5 \cdot 10^{-6}$	$+2,522 \cdot 10^{-1}$	$+4,25 \cdot 10^{-2}$
Degradation	$+3 \cdot 10^{-9}$	$+5,043 \cdot 10^{-4}$	$+8,50 \cdot 10^{-5}$

R-Z-Gebietswerte der Dopplerkonstanten, $\Delta\rho_D/\frac{\Delta T}{T}$

Gebiet	KALO	Ref.
C1	$-3,528 \cdot 10^{-3}$	$-2,584 \cdot 10^{-3}$
C2	$-9,286 \cdot 10^{-4}$	$-8,203 \cdot 10^{-4}$
Core	$-4,457 \cdot 10^{-3}$	$-3,404 \cdot 10^{-3}$
RBM	$-6,010 \cdot 10^{-4}$	$-1,221 \cdot 10^{-3}$
ABM	$-4,825 \cdot 10^{-4}$	$-6,366 \cdot 10^{-4}$
gesamt	$-5,540 \cdot 10^{-3}$	$-5,262 \cdot 10^{-3}$

8.2.11 Relative Konzentrationenänderungen für

Mat. 1 (KALO) / Mat. 2,3 (Ref.) 1.Z.A. bezüglich:

a absoluter Werte: $N_i^K / N_i^{Ref} - 1$

b relativer Werte: $N_i^K \cdot \sum_j N_j^{Ref} / N_i^{Ref} \cdot \sum_j N_j^K - 1$

Isotop	Konzentrationen		a	b
	[$\cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}$]		[%]	
	KALO	Referenz		
U-235	$0,4019 \cdot 10^{-4}$	$0,3223 \cdot 10^{-4}$	+24,7	+31,6
U-238	$0,5551 \cdot 10^{-2}$	$0,4572 \cdot 10^{-2}$	+21,4	+28,1
Pu-239	$0,9169 \cdot 10^{-3}$	$0,1076 \cdot 10^{-2}$	-14,8	-10,1
Pu-240	$0,2427 \cdot 10^{-3}$	$0,2896 \cdot 10^{-3}$	-14,8	-11,5
Pu-241	$0,4571 \cdot 10^{-4}$	$0,5363 \cdot 10^{-4}$	-14,8	-10,0
Pu-242	$0,9120 \cdot 10^{-5}$	$0,1072 \cdot 10^{-4}$	-15,0	-10,3
Fe	$0,7407 \cdot 10^{-2}$	$0,1094 \cdot 10^{-1}$	-32,3	-28,5
Stahl (ohne Fe)	$0,3547 \cdot 10^{-2}$	$0,5463 \cdot 10^{-2}$	-35,1	-31,5
Na	$0,1152 \cdot 10^{-1}$	$0,1073 \cdot 10^{-1}$	+7,3	+13,3
O	$0,1342 \cdot 10^{-1}$	$0,1189 \cdot 10^{-1}$	+12,9	+19,1

8.2.12 Daten zur Auslegungsoptimierung
durch Natrium-Reduktion

		KALO	Ref.	KALO,modif.	
p d [mm]	Core+	8,6	7,9	8,7	
	ABM	6,3	6,0	6,6	
p d [mm]	RBM	13,72	13,0	—	
		12,24	11,6	—	
p d	Core+	1,36	1,316	1,316	
	ABM				
	RBM	1,12	1,12	—	
D _h ^{*1)} [mm]	Core+	6,61	5,47	6,05	
	ABM				
	RBM	4,72	4,46	—	
Volumenanteile in BE [%]					Δ _v ^{korr}
Brennstoff		34,36	31,34	37,60	+3,24 ≙ +9,4 % rel.
Natrium		52,52	48,95	48,75	-3,77 ≙ -7,2 % rel.
Stahl		13,12	19,71	13,65	+0,53 ≙ +4,0 % rel.

$$1) D_h = \frac{2 \cdot \sqrt{3} \cdot p^2}{\pi \cdot d} - d$$

9. Kurzbeschreibung verschiedener Berechnungsmethoden und -Formeln

9.1 Bestimmung der Materialdaten /25/

- Brennstoffkonzentrationen

$$N_i = A \frac{\rho_i}{M_i} \quad [\text{cm}^{-3}]$$

$$N_U = c_5 N_{U_5} + (1-c_5) \cdot N_U \quad \text{mit} \quad c_5 = \frac{N_5}{N_U} \quad \text{und} \quad N_U = N_5 + N_3$$

$$N_{Pu} = N_{Pu_0} \cdot \sum_i c_i \quad \text{mit} \quad c_i = \frac{N_i}{N_{Pu}} \quad \text{für} \quad i = 9, 0, 1, 2$$

- Plutoniumanreicherung

$$\alpha^{Pu} = \left(1 + \frac{N(UO_2)}{N(PuO_2)} \right)^{-1} \quad [g/o]$$

- theoretische Brennstoffdichte für PuO_2 -Anreicherung α^{Pu}

$$\rho_{th} = 10,95 + 0,0049 \cdot \alpha^{Pu} \quad [g \cdot cm^{-3}]$$

- Längenausdehnungskoeffizienten

Stahl 1.4981 :

$$\Delta l/l = -0,72 \cdot 10^{-3} + 18,86 \cdot 10^{-6} \cdot T + 1,45 \cdot 10^{-9} \cdot T^2$$

Stahl 1.4970 :

$$\Delta l/l = -0,91 \cdot 10^{-3} + 18,05 \cdot 10^{-6} \cdot T$$

- effektive Brennstoffdichten

$$\rho_{eff}(T) = \rho_{th} \cdot \frac{\rho_{pell} \cdot V_{pell}(20 \text{ } ^\circ C)}{\rho_{th} \cdot V_{eff}(T)}$$

- Natriumdichten

$$\rho^{\text{Na}}(\text{C}) = 0,950049 - 2,2975 \cdot 10^{-4} \cdot T - \\ - 1,46045 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 + 5,6377 \cdot 10^{-12} \cdot T^3$$

- Absorberdichten

$$\rho_{\text{B}_4\text{C}}(\alpha^{\text{B10}}) = 2,55 \cdot \left[1 - \frac{10}{14} \cdot \frac{\alpha^{\text{B10}}}{(11 - \alpha^{\text{B10}})} \right]$$

9.2 Erläuterungen zu wesentlichen programmierten Lösungsmethoden

Zur Bestimmung der in dieser Arbeit aufgeführten Ergebnisse stand im Wesentlichen das nukleare Programmsystem von INTERATOM Bensberg zur Verfügung. Die Rechenläufe für die Auslegungs- und Störungsrechnungen wurden auf einer CDC-172-Rechenanlage bei INTERATOM durchgeführt. Spezielle Auswertungen der Ratenanalyse und graphische Darstellungen lieferte eine PRIME-Anlage des Lehrstuhls für Reaktortechnik der Ruhr-Universität in Bochum.

Auf Grund des immensen Umfangs der verschiedenen durchgeführten Rechenoperationen und der potentiellen Rechenmodi der einzelnen Programmoduln können und sollen hier nur die wichtigsten, programminternen Lösungsmethoden angesprochen werden. In wesentlichen Punkten wurden die Methoden schon in Abschnitt 3.2 skizziert.

9.2.1 Als Kernstück der Auslegungsarbeit ist die numerische Behandlung der Neutronendiffusion anzusehen. Das rechenzeitintensivste und mathematisch aufwendigste Modul ist hier der DX-Rechencode.

Die CDC-Version entspricht in wesentlichen Teilen der KFK-Version, die von HOEBEL als Beispiel numerischer Lösungsmethoden von elliptischen partiellen Differentialgleichungen beschrieben ist /32/.

Das zu lösende, in der Energie diskretisierte Neutronen-diffusionsgleichungssystem stellt sich dort in der Form dar:

$$\begin{aligned} \nabla D_g(\underline{r}) \nabla \Phi_g(\underline{r}) - \Sigma_{rem,g}(\underline{r}) \cdot \Phi_g(\underline{r}) + \sum_{g'=g}^G \Sigma_{s,g \rightarrow g'}(\underline{r}) \cdot \Phi_{g'}(\underline{r}) + \\ + \frac{\chi_g(\underline{r})}{\lambda} \cdot \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,g'}(\underline{r}) \cdot \Phi_{g'}(\underline{r}) = 0 \end{aligned} \quad (155.1)$$

mit $g = 1, 2, \dots, G$

An allen internen Berechnungspunkten (Maschenpunktgitter) wird Stetigkeit sowohl für den von der Energiegruppe abhängigen Fluß $\Phi_g(\underline{r})$ als auch für den Strom $-D_g(\underline{r}) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \Phi_g(\underline{r})$ angenommen.

An den extrapolierten externen Grenzen δR des Lösungsgebietes liegen die Randbedingungen vor:

$$\alpha_g(\underline{r}) \cdot \Phi_g(\underline{r}) + \beta_g(\underline{r}) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \Phi_g(\underline{r}) = 0 \quad \text{und}$$

$$\frac{\alpha_g(\underline{r})}{\beta_g(\underline{r})} < 0 \quad \text{mit } \underline{r} \in \delta R$$

Zur Berücksichtigung der Ortsabhängigkeit der Neutronenbilanzierung lassen sich für die unterschiedlichen gemittelten Materialzonen des Lösungsgebietes prinzipiell beliebig viele gebietsweise äquidistante Maschenintervalle eingeben.

Das Ausgangsproblem wird zur Lösung zunächst auf ein Matrix-Eigenwertproblem (17.4) überführt, und zwar unter der Annahme der Konstanz der unbekannten Maschenpunktflußwerte in einer gewissen Umgebung.

Jedes Matrixelement $A_{gg'}$ bzw. $P_{gg'}$ ist eine $MN \times MN$ Untermatrix, wobei MN die Gesamtanzahl der Maschenpunkte bedeutet.

Zur Approximation des Differentialoperators wird die Fünf-punkte-Differenzen-Form gewählt. Die Matrixgleichung (Gl. 17.4) wird durch ein äußeres Iterationsverfahren gelöst. Begonnen wird mit einer willkürlich auf 1 gesetzten Quelle:

$$\underline{\Psi}^{(0)} = \underline{P}\underline{\Phi}^{(0)} \quad \text{mit } [1, \underline{\Psi}^{(0)}] = 1 \quad (\text{Skalarprodukt})$$

und rekursiv fortgefahren in der Form:

$$\underline{\Phi}^{(i+1)} = \underline{A}^{-1} \underline{\Psi}^{(i)}$$

$$\lambda^{(i+1)} = [1, \underline{P}\underline{\Phi}^{(i+1)}]$$

$$\underline{\Psi}^{(i+1)} = \frac{1}{\lambda^{(i+1)}} \cdot \underline{P}\underline{\Phi}^{(i+1)}$$

Es werden so viele Iterationen durchlaufen bis

$$\left\{ \frac{(\lambda^{(i)} - \lambda_u)(\lambda_o - \lambda^{(i)})}{\lambda^{(i)}} \right\} < \epsilon$$

mit λ_u , λ_o berechneten unteren und oberen Schranken. Die relative Genauigkeit ϵ ist eine Eingabegröße (siehe Abschnitt 6, Seite 121). Die äußere Iteration konvergiert zum höchsten Eigenwert und zur dazugehörigen Eigenfunktion ($1/\lambda - k_{\text{eff}}$).

Zwei zusätzliche Verfahren sollen die äußere Iteration beschleunigen:

Eine selbständige Quellinterpolation reduziert die Rechenzeit auf die Hälfte, die Chebyshev Beschleunigung auf ein Viertel. Bei diesem Verfahren wird nicht nur die letzte Iteration $\underline{\Phi}^{(i)}$ für die nächste benutzt, sondern eine Linearkombination aller vorherigen /33/.

Da bei der Iterationsprozedur ständig totale Inversionen von $\underline{A}\underline{\Phi}^{(i+1)} = \underline{\Psi}^{(i)}$ mit Abarbeitung von ca. $7,5 \cdot 10^4$ Raum-Energie-Punkten ausgeführt werden müssen, wird ein inneres Iterationsverfahren zur Verkürzung der Rechenzeit eingesetzt. Hierzu werden die zu invertierenden Matrizen durch ein spezielles Vier-Linien-Ordnungsverfahren der Maschenpunkte zyklisch reduziert /34/.

9.2.2 Die Doppler- und Dichtekoeffizienten-Berechnung wurde mit dem Programm DV in Störungsrechnung 1. Ordnung erstellt. Die Grundlage bildete der Differenzenansatz der Multigruppen-gleichung des DX-Rechencodes in R-Z-Geometrie mit Vorgabe der reellen und adjungierten Flußverteilungen der "ungestörten" gemittelten wie auch spezifizierten Materialkonstanten in 26 EG.

Die Ausgabedaten wurden für willkürlich wählbare Zonen wie auch für das Gesamtsystem bereitgestellt. Die integralen Störreaktivitätswerte wurden nach Gleichung 20.1, die Koeffizienten in dem Gültigkeitsbereich kleiner Störungen für jeweils einen Reaktorzustand ($k=k^*$) errechnet.

Zur Bestimmung der kinetischen Parameter, des Anteils und der Generationszeit der verzögerten Neutronen wurden die isotonenabhängigen Spaltraten benötigt:

$$R_{f,i,p} = \int_{\Delta V_p} \sum_g^G \Sigma_{f,i}(\underline{r}) \cdot \Phi_g(\underline{r}) dV_p \quad (157.1)$$

Der effektive Anteil der verzögerten Neutronen wird dann durch:

$$\beta_{eff,l,i,p} = \frac{1}{\hat{N}} \cdot \int_{\Delta V_p} \sum_g^G x_{l,g}^V \cdot \Phi_g^*(\underline{r}) \cdot v\beta_{l,i} \cdot R_{f,i,p} dV_p \quad (157.2)$$

und die Lebensdauer der verzögerten Neutronen durch

$$\lambda_{eff,i,p}^{-1} = \left[\frac{\sum_i \lambda_{l,i} \cdot v\beta_{l,i} \cdot R_{f,i,p}}{\sum_i v\beta_{l,i} \cdot R_{f,i,p}} \right]^{-1} \text{ ausgedrückt.} \quad (157.3)$$

Die gesamte Generationsdauer der prompten Neutronen liefert

$$G = \frac{1}{\hat{N}} \cdot \sum_{\Delta V}^V \int_{\Delta V_p} \sum_g^G \left(\frac{1}{v(\underline{r})} \right)_g \cdot \Phi_g^*(\underline{r}) \cdot \Phi_g(\underline{r}) dV_p \quad (157.4)$$

Die Normierungsgröße $\hat{N}$ (Gl. 20.6) stellt die Gesamtanzahl der durch Spaltung erzeugten Neutronen dar.

Die Programmdatei liefert die Zerfallskonstanten $\lambda_{1,i}$ und absolute Yield-Werte $v\beta_i$ für verzögerte Neutronen der sechs Mutterkernfamilien nach TUTTLE /35/ sowie 26 Energiegruppen-Daten für Spaltspektren der verzögerten Neutronen auf der Basis von ENDF/B-IV /18/.

Die Differenzennäherung der Störungsrechnung stellt sich in folgender Form dar /14/:

Volumenelement:

$$\Delta V(s,z) = \frac{2\pi \cdot (h+\tilde{h})}{2} \cdot \frac{(v+\tilde{v})}{2} \cdot (HK + \frac{\tilde{h}-h}{4})$$

Flußgradient:

$$\text{grad } \phi = \text{grad}_r \phi + \text{grad}_z \phi$$

$$\text{grad}_r \phi(s,z) = \frac{h^2 \cdot \phi(s+1,z) - \tilde{h}^2 \cdot \phi(s-1,z) + (\tilde{h}^2 - h^2) \cdot \phi(s,z)}{h \cdot \tilde{h} \cdot (h+\tilde{h})}$$

und

$$\text{grad}_z \phi(s,z) = \frac{v^2 \cdot \phi(s,z-1) - \tilde{v}^2 \cdot \phi(s,z+1) + (v^2 - \tilde{v}^2) \cdot \phi(s,z)}{v \cdot \tilde{v} \cdot (v+\tilde{v})}$$

für Zonenpunkte einer Zone und Randpunkte ohne Materialgrenze. Die beiden Komponenten der Gruppenfluß-Gradienten werden durch einen symmetrischen Ansatz 2. Ordnung aus dem Punktfluß selbst und den beiden anschließenden Nachbarflüssen in jeweilige Koordinatenrichtungen bestimmt. Für Zonenrandpunkte in Übereinstimmung mit einer Materialgrenze werden die Komponenten der Gruppenfluß-Gradienten durch unsymmetrischen Ansatz 2. Ordnung mit innenliegenden Punktflüssen in Koordinatenrichtung angenähert. Diese Näherung erfüllt nicht die diffusionstheoretische Bilanz, da die Anschlußbedingungen $D \cdot \frac{\partial \phi}{\partial n}|_1 = D \cdot \frac{\partial \phi}{\partial n}|_r$ nicht berücksichtigt worden sind. Für Störungsrechnungen ist dieser Einfluß erfahrungsgemäß vernachlässigbar gering /14/.

Linke Randspalte (sl) einer Zone:

$$\text{grad}_r \phi(s_l, z) = \frac{(h+\tilde{h})^2 \cdot \phi(s_l+1, z) - h^2 \cdot \phi(s_l+2, z) - \tilde{h} \cdot (\tilde{h}+2h) \cdot \phi(s_l, z)}{h \cdot \tilde{h} \cdot (h+\tilde{h})}$$

rechte Randspalte:

$$\text{grad}_r \phi(s_r, z) = \frac{(h+\tilde{h})^2 \cdot \phi(s_r-1, z) - h^2 \cdot \phi(s_r-2, z) - h \cdot (h+2\tilde{h}) \cdot \phi(s_r, z)}{h \cdot \tilde{h} \cdot (h+\tilde{h})}$$

obere Randzeile:

$$\text{grad}_z \phi(s, z_o) = \frac{(v+\tilde{v})^2 \cdot \phi(s, z_o+1) - v^2 \cdot \phi(s, z_o+2) - \tilde{v} \cdot (\tilde{v}+2v) \cdot \phi(s, z_o)}{v \cdot \tilde{v} \cdot (v+\tilde{v})}$$

untere Randzeile:

$$\text{grad}_z \phi(s, z_u) = \frac{(v+\tilde{v})^2 \cdot \phi(s, z_u-1) - v^2 \cdot \phi(s, z_u-2) - v \cdot (v+2\tilde{v}) \cdot \phi(s, z_u)}{v \cdot \tilde{v} \cdot (v+\tilde{v})}$$

(Abbildung Seite 161)

9.2.3 Zur Darstellung der Spektren wurden die Ausgabedaten der 26-Energiegruppen-Diffusionsrechnung $V_{\phi_{m,g}}$ für Einheitslethargieintervalle umgerechnet.

$$\text{PHI}_{m,g,s} = \frac{V_{\phi_{m,g,s}}}{V_{m,s}} \hat{=} \phi_{m,g,s} \quad (159.1)$$

$$\text{PHN}_{m,g,s} = \frac{\text{PHI}_{m,g,s}}{\sum_g \text{PHI}_{m,g,s}} \quad (\text{Normierung})$$

$$\text{PHL}_{m,g,s} = \frac{\text{PHN}_{m,g,s}}{\Delta u_g}, \quad \Delta u = \ln \frac{E_g}{E_{g+1}} \quad (159.2)$$

$$\text{PNL}_{m,g,s} = \frac{\text{PHL}_{m,g,s}}{\sum_g \text{PHL}_{m,g,s}} \quad (\text{Normierung})$$

Die relativen Spektrumsänderungen sind durch

$$\Delta \text{PHN}_{m,g,\text{rel}} = \frac{\text{PHN}_{m,g,K}}{\text{PHN}_{m,g,\text{Ref}}} - 1 \quad \text{bestimmt.} \quad (160.1)$$

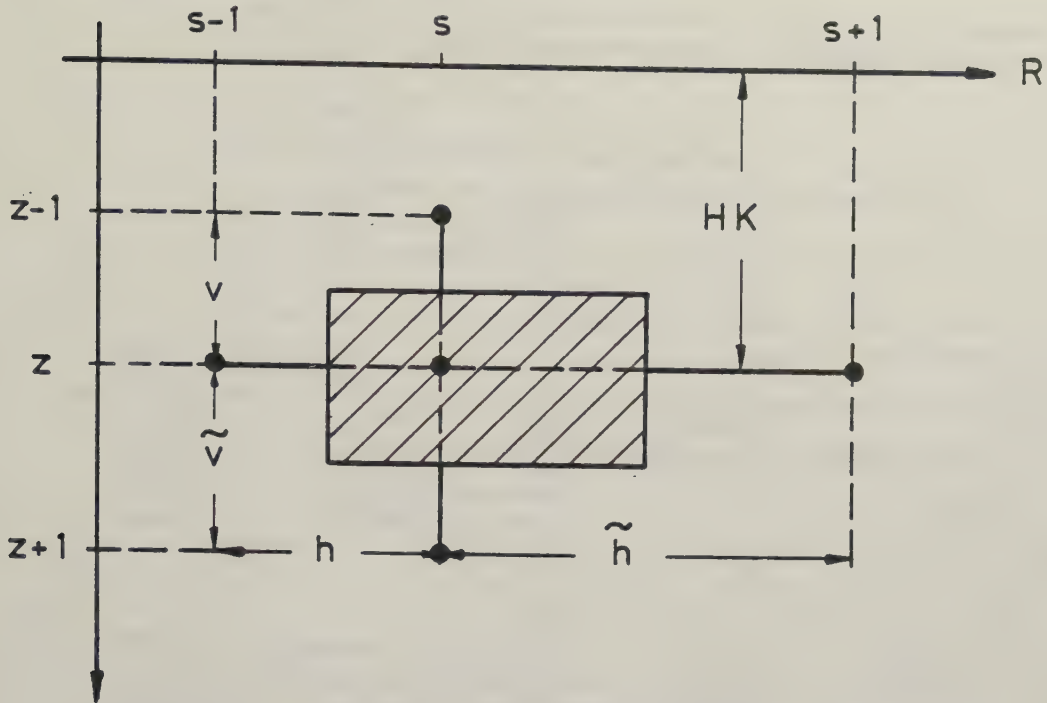
Die mittlere Neutronenenergie berechnet sich nach

$$\langle E \rangle_{m,s} = \frac{\sum_g E \text{PHI}_{m,g,s}}{\sum_g \text{PHI}_{m,g,s}} \quad (160.2)$$

$$E \text{PHI}_{m,g,s} = \text{PHI}_{m,g,s} \cdot \langle E_g \rangle$$

$$\langle E_g \rangle = \frac{1}{2} \cdot (E_g + E_{g+1}) \quad (160.3)$$

Maschengitter (innen)



Maschengitter (außen)

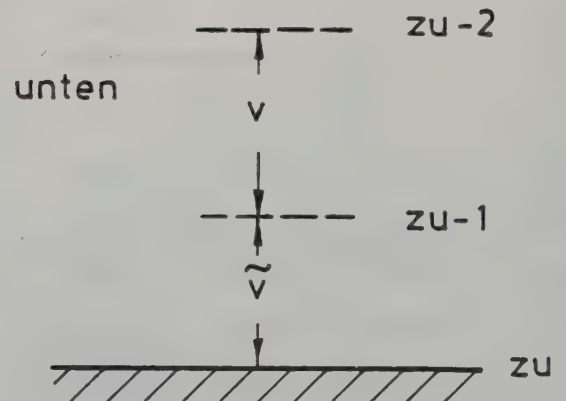
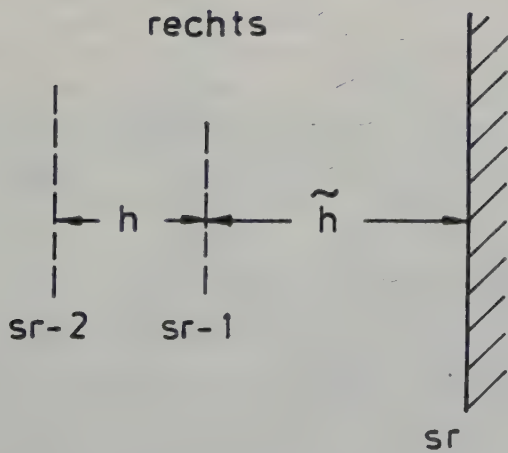
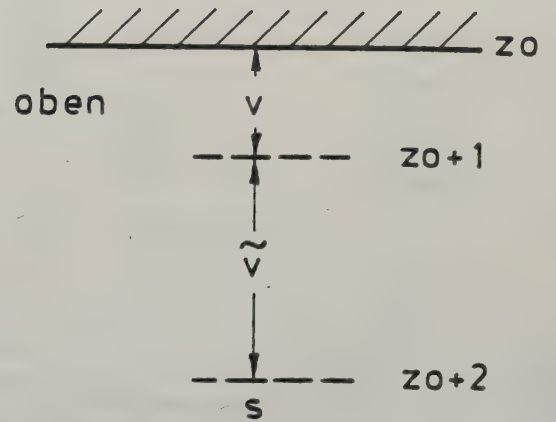
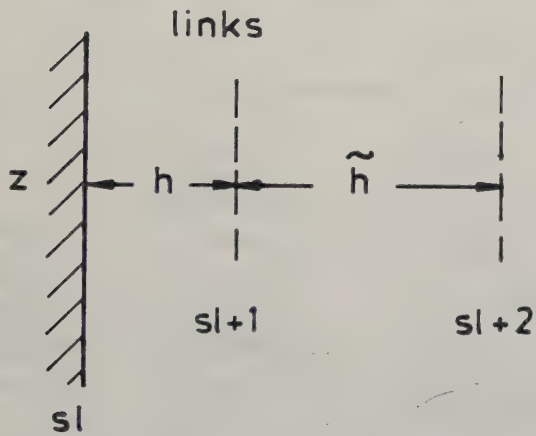
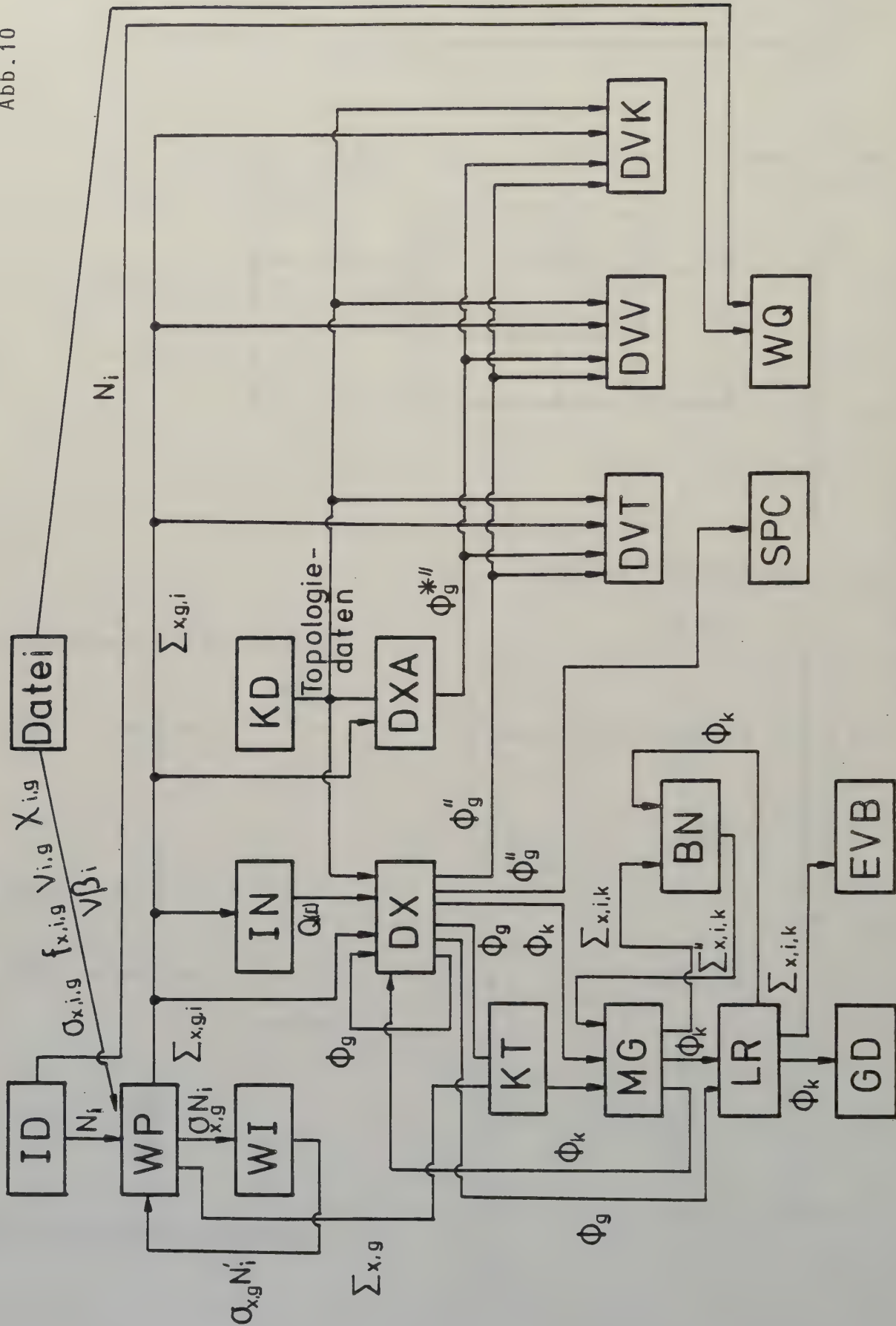


Abb. 10



9.4 Energiegruppenstruktur

- a 26 Gruppen für die Diffusionsrechnung und Darstellung der Neutronenspektren
- b Kontraktionsschema 26 → 4 EG
- c 15 Gruppen für Ratenanalyse

a			b	c		
Gruppe	Obergrenze	Δu	Gruppe	Gruppe	Obergrenze	Δu
1	10,0 [MeV]	0,431	1	1	15,0 [MeV]	1,4
2	6,5	0,486		2	3,6788	1,0
3	4,0	0,47		3	1,3534	0,5
4	2,5	0,58		4	0,82085	0,75
5	1,4	0,56	2	5	0,38774	0,75
6	0,8	0,69		6	0,18316	0,5
7	0,4	0,69		7	0,1111	1,0
8	0,2	0,69		8	40,868 [keV]	0,75
9	0,1	0,766	3	9	19,305	1,5
10	46,5 [keV]	0,77		10	4,3074	1,25
11	21,5	0,766		11	1,2341	2,0
12	10,0	0,766		12	0,16702	1,5
13	4,65	0,77	4	13	37,267 [eV]	1,0
14	2,15	0,766		14	13,710	2,0
15	1,00	0,766		15	1,8554	12
16	0,465	0,77				
17	0,215	0,765				
18	0,100	0,766				
19	46,5 [eV]	0,77				
20	21,5	0,765				
21	10,0	0,766				
22	4,65	0,77				
23	2,15	0,765				
24	1,00	0,766				
25	0,465	0,77				
26	0,215	5,37				

10. Literatur und Quellenverzeichnis

- / 1/ P. JANSEN. G. KESSLER
Versorgungs- und Proliferationspolitische Aspekte des
Schnellen Brütters
Kfk-Nachrichten 34/78 Abs. 8.1

- / 2/ I.C. MONGNIOT, et al.
Breeding Gains of Fast Reactor Fueled with $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$
Oxides and Cooled with Sodium
Trans. Am. Nucl. Soc., 20,348 (1975)

- / 3/ C.R. ADKINS
The Breeding Ratio with Correlation to Doubling Time
and Fuel Cycle Reaktivität Variation
Nucl. Techn., 13 (Febr. 1972)

- / 4/ W.P. BARTHOLD, et al.
Potential and Limitations of the Heterogeneous Reactor
Concept
Trans. Am. Nucl. Soc., 26, 552 (1977)

- / 5/ W.P. BARTHOLD, Y.I. CHANG
Breeding Ratio and Doubling Time Definitions Used
for Advanced Fuel Performance Characterization
Trans. Am. Nucl. Soc., 26,588 (1977)
Nuclear Technologie, Vol. 44, S. 44, June 1979

- / 6/ M.J. DRISCOLL, et al.
Safety and Breeding - Related Aspects of Fast Reactor
Cores Having Internal Blankets
Proc. Fast Reactor Safety and Related Physics Mtg.,
Chicago, October 1976, CONF-761001, U.S. Energy
Research and Development Administration (1976)

- / 7/ J.A. VITTI, et al.
Nuclear Design and Economic Comparison of a Conventional and Bullseye Liquid-Metal Fast Breeder Reactor Core
Nuclear Technology, Vol.44, 510, June 1979
- / 8/ U. WEHMANN, H. SPENKE
Vorstellung eines 1200 MWe Natriumbrüters mit internen Brutzonen
Deutsches Atomforum, Reaktortagung, Düsseldorf (1976)
- / 9/ M.J. LINEBERRY, et al.
Physics Studies of a Heterogeneous Liquid-Metal Fast Breeder Reactor
Nuclear Technology, Vol. 44, S. 21, June 1979
- /10/ A. ZIEGLER
Strömungsfeld in Reaktoren mit offenen Brennelementen
Bd. 27 (1976), S. 120-124
- /11/ S. GLASSTONE, M.C. EDLUND
Kernreakortheorie
Springer-Verlag 1961
- /12/ G.J. HABETLER, M.A. MARTINO
Existence Theorems and Spectral Theory for the Multi-group Diffusion Model
Proc. Symp. Appl. Math., 11, page 127-139
- /13/ R. FRÖHLICH
Positivity Theorems for the Discrete Multigroup Diffusion Equations
Nucl. Sci. Eng. 34,57 (1968)
- /14/ Programmbeschreibung der Fa. INTERATOM

- /15/ D. SMIDT
Reaktortechnik
Verlag G. Braun Karlsruhe
- /16/ I.I. BONDARENKO, Ed.
Group Constants for Nuclear Reactor Calculations
(Consultant Bureau, New York, 1964)
- /17/ R.B. KIDMANN, et al.
The Shielding Factor Method of Generating Multigroup
Cross Sections for Fast Reactor Analysis
Nucl. Sci. and Eng. 48, 189-201 (1972)
- /18/ R.B. KIDMANN, R.E. MAC FARLANE
- LIB-IV, A Library of Group Constants for Nuclear
Reactor Calculations
- CINX, Collapsed Interpretation of Nuclear Cross-
Sections
Los Alamos Scientific Laboratory, LA-6260-MS
LA-6237-MS
- /19/ W.J. DAVIS, et al.
SPHINX, A One-Dimensional Diffusion and Transport
Nuclear Cross Section Processing Code
Oak Ridge National Laboratory, WARD-XS-3045-17
- /20/ G. BUCKEL, W. GEBHARDT, E. KIEFHABER
Dependence of Diffusion Theory Results on the Mesh
Size for Fast Reactor Calculations
KfK 2827, Juli 1979
- /21/ A. R. BAKER, R.W. ROSS
Comparison of the Value of Plutonium and Uranium
Isotopes in Fast Reactors
ANL - 6792 (1963)

- /22/ W. KNYHALA
Einfluß der Materialzusammensetzung eines Schnell-
brüterkerns auf die Neutronenreaktion und das
Spektrum — Feststellung dominanter Parameter und
quantitativer Vergleich zweier Anordnungen
Diplomarbeit, RUB Lehrstuhl für Reaktortechnik
April (1982)
- /23/ Sicherheitsbericht und Anlagebeschreibung KKW Kalkar
(SNR 300)
- /24/ W. LOER
Neutronenphysikalische Kernberechnung eines Schnellen
Natriumgekühlten Brutreaktors mit offener Anordnung
Diplomarbeit, RUB Lehrstuhl für Reaktortechnik (1980)
- /25/ Mitteilungen der Fa. INTERATOM/Abteilung:
Schnellbrüter-Kernauslegung
- /26/ E. BODENSTEDT
Experimente der Kernphysik und ihre Deutung
BI-Wissenschaftsverlag, Teil 2, 1978, ISBN 3-411-01551-9
- /27/ R. SCHRÖDER, H. SPENKE
Heterogene Cores für schnelle Reaktoren
Atomkernenergie, Kerntechnik Bd. 36 (1980) Lfg. 4
- /28/ H. BÖTTGENBACH
Messungen von Strömungsfeldern in engen Stabbündeln
zur Überprüfung einer anisotropen Strömungsfeldtheorie
Dissertation, Lehrstuhl für Reaktortechnik, RUB (1977)
- /29/ H. BÖTTGENBACH
Strömungswiderstand von quer- und längsangeströmten
Stabbündeln
Atomkernenergie, Bd. 26, Seite 229, (1975) Lfg. 4

- /30/ J. WINTER
Experimentelle Ermittlung von Stromlinien in einem
engen Brennstabgitter mit Schikanen zur Überprüfung
einer anisotropen Widerstandshypothese
Dissertation, Lehrstuhl für Reaktortechnik, RUB (1978)
- /31/ H. FLÜGGE
Entwicklung und Anwendung eines Laser-Zwei-Fokus-Meß-
verfahrens zur Untersuchung von Strömungsgeschwindig-
keiten in engen Stabgittern
Dissertation, Lehrstuhl für Reaktortechnik, RUB (1982)
- /32/ W. HOEBEL
Numerical Methods used in the Two-Dimensional Neutron
Diffusion Program DIXY
Zeitschrift: Computers, Fast Elliptic Solvers and
Applications, Proc. of the GAMM-Workshop on Fast
Solution Methods for the Discretised Poisson Equation.
Karlsruhe, 3.-4.3, 1977
Advance Publ. 1978, S. 199-216
- /33/ L.A. HAGEMANN
Numerical Methods and Techniques used in the Two-
Dimensional Neutron-Diffusion Program PDQ-5.
WAPD-TM-364
Bettis Atomic Power Laboratory, Pittsburgh (1963)
- /34/ L.A. HAGEMANN, S. VARGA
Block Iteration Methods for Cyclically Reduced Matrix
Equations, Numerische Mathematik, 6, 1964
- /35/ R.J. TUTTLE
Delayed-Neutron Data for Reactor-Physics Analysis
Nucl. Sci. Eng. 56, 37-71 (1975)

Lebenslauf:

Wolfgang Loer, geboren am 22. Juli 1951
in Soest in Westfalen

1958 - 1963 Besuch der Volksschule in Hattingen

1963 - 1972 Besuch des Städt. math.-naturw.
und neuspr. Gymnasiums in Hattingen
bis zur Reifeprüfung am 27. Mai 1972

1972 - 1974 Zeitsoldat in der Sanitätstruppe
der Bundeswehr in Hamm/Westf..
entlassen als Leutnant d. R.

1974 - 1980 Studium der Physik an der Ruhr-Universität
Bochum bis zur Diplom-Hauptprüfung am
12. August 1980. Während der Studienzeit
von Februar 1975 bis April 1976 und
September 1976 bis Dezember 1977 Halbtags-
stelle am Institut für Pathologie an der
RUB (u.a. Mitarbeit an einem Forschungs-
auftrag der Pharmazeutischen Industrie
— Präparation, Rasterelektronenmikros-
kopie, Röntgenenergie-Spektroskopie).

Seit September 1980 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Lehrstuhl für Reaktortechnik (Lehrstuhlinhaber:
Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler)

